ORSAY
SERIE A
N° d'ordre 301

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR

par

Didier BIAU

Sujet de la Thèse : ETUDE DES MECANISMES DE DISRUPTION SOUS VIDE A L'ECHELLE DU MICROMETRE

Soutenue le 6 septembre 1976 devant la Commission d'examen

Président : M. FITAIRE
Examinateurs : MM. FOURNET
LE COQUIL
LYMAN
GOLDMAN
HAUG

ETUDE DES MECANISMES DE DISRUPTION

SOUS VIDE

A L'ECHELLE DU MICROMETRE

par

Didier B I A U

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Que Monsieur le Professeur BLANC-LAPIERRE veuille bien trouver ici l'expression de ma gratitude pour l'honneur qu'il m'a fait d'accepter la direction de cette thèse préparée dans les locaux de l'Ecole Supérieure d'Electricité.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur GOLDMAN qui m'a permis d'effectuer ce travail au Laboratoire de Physique des Décharges.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur le Professeur FITAIRE d'avoir accepté la présidence du jury.

Je remercie Messieurs les Professeurs FOURNET et LYMAN et Monsieur LECOQUIL de l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail ainsi que Monsieur HAUG, que je remercie particulièrement pour son aide et ses conseils durant la préparation de cette thèse.

Je remercie, par ailleurs, tous les membres du laboratoire pour leur accueil et leur collaboration, particulièrement Messieurs CHARRE et DOUX sans l'aide desquels ce travail n'aurait pas vu le jour, ainsi que Madame PALIERNE et Monsieur ZEITOUN pour leur aide technique.

ERRATA

Page 14 : Fig.3.1 et 3.2 le point A se trouve à l'abscisse $\frac{x}{2}$

Page 17 : Fig.3.3 départ des courbes (en x_0) non correct

Page 24 : 6ème ligne après "c'est-à-dire" remplacer "sur" par "selon"

Page 25 : 7ème ligne après "limite absolue" , ajouter "au modèle"

Page 48 : 7ème ligne après "ondes de déformation" ajouter "dans les agrégats"

Page 82 : 17ème ligne après "arrivée du dard " ajouter "(décharge lumineuse)"

Page 122 : 15ème ligne après "état de surface suffisamment bon" ajouter "et la raideur mécanique du système suffisamment faible"

Page 123 : 7ème ligne après "qui sépare" ajouter "la naissance des arcs..."

NOTES

Page 11 : La suite de l'étude est liée à l'existence de l'expression au 1^{er} ordre de la force F (Rel 1), la convergence de la série (Rel 2) étant très lente dans les conditions de l'étude.

Page 34 : Modèle de la sphère
Les calculs sont effectués dans les axes r,z et non x,y,z.

Page 98 : On appelle,dans tout le texte,"tension statique", une tension appliquée continue ou très lentement variable (à l'échelle de la seconde).
On appelle "tension impulsionnelle", un échelon de tension appliqué de faible temps de montée; dans la pratique, ch.III,p.98,les signaux appliqués sont les échelons de tension délivrés par les générateurs décrits au chII,Dd.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548109_0009

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION Page 7

CHAPITRE I : MECANISMES DE DISRUPTION A PETITE DISTANCE ASPECT THEORIQUE 8

Introduction 8

A. Effet mécanique: aspect macroscopique 8

A1. Définition du modèle 8
A2. Calcul de la force électrostatique macroscopique 9
A3. Etude dynamique 11
a mise en équation 11
b bilan énergétique 12
c courbes de la somme des forces et de l'énergie potentielle 12
d régime critique: courbe 2'; valeur limite de la raideur 15
e intégration numérique, calcul du temps de retard au contact 15
A4. Introduction d'un terme d'amortissement 16
a ordre de grandeur du coefficient de frottement 16
b modification des équations 16
c évaluation de l'énergie dissipée Wd 20
A5. Remarques complémentaires et conclusion 21
a calcul de la capacité sphère-plan au premier ordre 21
b introduction de l'impédance du générateur 22

c seuil d'irréversibilité mécanique 24
d conclusion 25

B.Mécanismes de disruption: aspect microscopique 26

B1.Effet d'attraction locale; mécanisme de rapprochement 27

B1.1 définition du modèle 27
a les diverses géométries 27
b les modèles mathématiques 29
c cas d'une onde plane 29
B1.2 analyse d'un cas: le modèle onde plane 30
a hypothèses 30
b propagation de l'onde élastique dans la barre homogène et changement de milieu 30
c calcul du champ local E_{loc} et du coefficient d'amplification β 32
d exemples numériques et remarques 36
B1.3 disruption par contact. Applications numériques. 37
a situations géométriques, rôle de la deuxième électrode 37
b calcul du temps de retard au contact 37
c remarques complémentaires 41
B1.4 disruption dans le cas général: rôle du processus de rapprochement et de la température. 45

B2.Mécanisme de soulèvement 47

B2.1 Existence d'agrégats sur la surface des électrodes 47
B2.2 Rôle des agrégats dans les disruptions à grande distance 48
B2.3 Rôle des agrégats dans les disruptions à petite distance 49
B2.4 Mécanisme de soulèvement - calculs numériques 50
a conditions sur la géométrie 50
b modèle mathématique 51
c calcul d'un ordre de grandeur du temps de retard au contact 54

C. Mécanisme des "arcs" dans le vide 55

C1. Emission électronique par effet de champ 55
C2. Amorçage des arcs à petite distance 57
C2.1 mise en équation 58
C2.2 instabilité thermique à la cathode 59
C2.3 échauffement de l'anode 60
C2.4 étude expérimentale 61
C2.5 conclusion 61
C3. Développement des arcs à petite distance 61
C3.1 remarques générales 61
C3.2 arcs d'origine cathodique 62
C3.3 arcs d'origine anodique 63
C4. Analyse expérimentale des deux types d'arcs
a tension d'amorçage 64
b soudage des électrodes 64
c tension d'arc 64
d durée de l'arc 65

e valeur du champ électrique moyen à l'amorçage 65
f transfert de matériau 65

CHAPITRE II : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET METHODE EXPERIMENTALE 66

A. Dispositif experimental: aspect mécanique 66

A1. Système de déplacement des électrodes 66
a impératifs et difficultés 66
b description 66
c conclusion 67
A2. Contrôle des déplacements 69
a principe et description 69
b conclusion et remarques 69
A3. Mesure des distances 71
principe et méthode pratique
A4. Précautions mécaniques et thermiques 72
a protection contre les vibrations 72
b protection thermique 72

B. Dispositif expérimental: circuit de pompage 73

B1. Enceinte - description générale 73
B2. Les pompes à vide 73
a impératifs et nécessités 73
b description des pompes et méthode pratique 74
B3. Mesure des pressions 74
B4. Résultats et défauts de la technique 74

C. Electrodes et supports des électrodes 75

C1. Géométrie des électrodes 75
C2. Nature et préparation 75
a nature 75
b préparation 75
C3. Supports des électrodes 76
a système sphère-plan 76
b système fil-fil (fils croisés) 77

D. Appareils divers 77

E. Méthode expérimentale 80

E1. Contrôle de la surface des électrodes 80
E2. Réglage des distances 80
E3. Dégazage des électrodes 80
E4. Expériences - Moyens expérimentaux 81
E5. Observation microscopique après décharge 85

CHAPITRE III: EXPERIENCES RESULTATS INTERPRETATION 86

A. Essais en régime statique 86

A1. Essais prédisruptifs 86
A2. Essais de disruption en régime statique 88
A3. Interprétation et discussion 91
a essais prédisruptifs 91
b essais de disruption en statique 93
c remarques 94

B. Essais en régime impulsionnel 98

B1. Disruption en régime impulsionnel 98
a remarques préliminaires 98
b schéma et principe des essais 98
c éléments de diagnostic 99
d résultats 100
B2. Etude de la lumière émise par la décharge 109
a présentation 109
b schéma et principe des essais 109
c résultats 109
B3. Mesure du courant de décharge 111
a présentation 111
b principe des essais 111
c résultats 111
B4. Interprétation des résultats 113
a analyse des résultats 113
b interprétation 116

C. Mesures complémentaires 118

C1. Mesure du courant capacitif; capacité parasite en géométrie sphère-plan 118
C2. Disruption statique dans l'air sous microscope 119
C3. Réponse à un échelon négatif dans l'air à pression normale 119
C4. Remarques sur les essais impulsionnels 121

D. Discussion et synthèse 122

D1. Disruptions statiques 122
D2. Disruptions sous l'action d'impulsions 123

CONCLUSION 125

INTRODUCTION

La connaissance des mécanismes de conduction entre deux électrodes métalliques placées dans une atmosphère raréfiée où règne une pression de l'ordre de 10^{-7} torr présente, outre un intérêt scientifique certain, un intérêt pratique pour contrôler les risques de disruption et augmenter les performances des appareils comportant des sources de haute tension sous vide. Des nombreux travaux réalisés sur ce sujet, il ressort que les mécanismes de conduction invoqués, relativement peu nombreux, ont une importance très différente selon le domaine de distances inter-électrodes considéré.

L'intérêt des décharges électriques, dans le vide, à très petite distance (à l'échelle du micromètre) se situe sur trois plans:

- à cette distance, l'importance de ces divers mécanismes est différente de celle qu'ils auraient à d'autres distances, en particulier la déformation des électrodes sous différentes contraintes, électriques, thermiques, mécaniques, joue un rôle qu'elle n'a pas aux distances supérieures
- la réduction de l'échelle des distances (micromètre) associée à celle des temps (nanoseconde) présente un intérêt technologique.
- l'échelle des tensions liées à ces décharges les associe à divers problèmes techniques comme protection contre les surtensions en électronique, ouverture et fermeture de contacteurs électromécaniques, disruptions liées à la miniaturisation des circuits (circuits intégrés).

Les décharges dans le vide à ces distances ont été étudiées par divers auteurs.
En particulier Boyle, Kisliuk, et Germer (Ref.14,29) ont réalisé des expériences en tension continue et impulsionnelle sur des électrodes en tungstène à des distances comprises

entre 0,5 et 10 micromètres. Ils ont montré l'existence de deux types d'arcs différenciés selon leur origine anodique ou cathodique.
Alpert et Lyman (Réf. 26) ont continué leurs expériences à des distances supérieures (100µm à 1mm).
Enfin Chatterton et Charbonnier (Réf. 33,4), entre autres, ont fait une théorie de l'amorçage des arcs à ces distances.

Nous nous proposons l'étude des mécanismes de disruption propres à ces distances et de leur situation face aux mécanismes invoqués aux distances supérieures. En particulier, nous examinerons quel rôle attribuer aux phénomènes mécaniques de déplacements et de déformations des électrodes, conséquences de la pression électrostatique, à ces distances où ils peuvent être du même ordre de grandeur que l'espace inter-électrode. Après avoir décrit le dispositif expérimental nous exposerons les expériences réalisées et l'interprétation de leurs résultats.

CHAPITRE I : MECANISMES DE DISRUPTION A PETITE DISTANCE ASPECT THEORIQUE

Introduction

Le but de l'étude est de mettre en évidence les mécanismes de disruption à petite distance, à l'échelle du micromètre, dans le vide, c'est-à-dire en atmosphère raréfiée et étudier des modèles simples représentant au mieux la réalité.
Quelques chercheurs, auxquels le texte fait référence, ont étudié ce type de décharge et, en particulier, ont fait la théorie des "arcs" à petite distance.
Certaines parties de l'étude présentent un aspect empirique: des modèles plus élaborés, et a priori plus vraisemblables conduiraient à des calculs d'une grande complexité, et n'apporteraient pas finalement une grande amélioration dans la description de la réalité.
Comme aux plus grandes distances, les mécanismes d'émission d'électrons, de chauffage et de vaporisation d'électrodes jouent un rôle important; mais la géométrie que nous avons étudiée permet aux très faibles déplacements et déformations des électrodes, de jouer un rôle équivalent, voire prépondérant dans les mécanismes de disruption. Ces déplacements et déformations sont liés, à la fois à des effets électrostatiques et thermiques.

A. Effet mécanique: aspect macroscopique

A1. Définition du modèle

Des électrodes placées sous vide, à petite distance, voisine d'un micron et soumises à une tension constante sont attirées sous l'effet des forces électrostatiques.
L'étude qui suit, consiste à déterminer ces forces, et le mouvement qu'il en résulte. Cet effet mécanique macroscopique, déjà ressenti dans les problèmes de décharges à toute distance

(Réf.1) prend une importance particulière aux faibles distances. La géométrie des électrodes choisie, sphère-plan, correspond à celle de la réalisation expérimentale.
De plus, comme dans la pratique, le rayon de la sphère (R) est très grand par rapport à la distance sphère-plan (x_o).
Ces électrodes sont ainsi placées sous vide, et une tension V leur est appliquée.
La figure 1 définit les diverses grandeurs. Dans cette étude, les surfaces sont supposées parfaites, le relief microscopique n'est pas pris en compte. On ne considère pas d'autre phénomène physique que l'effet mécanique.
Les solides (électrodes) sont considérés comme des systèmes mécaniques soumis à des forces macroscopiques et dont le mouvement est régi par l 'équation fondamentale de la dynamique.

A2. Calcul de la force électrostatique macroscopique

a. Sous l'effet de la tension appliquée, les électrodes sont soumises à une force électrostatique d'attraction que l'on peut calculer tout d'abord au "premier ordre". Les hypothèses sont les suivantes:

- le plan est supposé infini par rapport à la sphère (influence totale) ce qui est justifié par les dimensions relatives de la sphère et du plan , voir ch II-C.
- l'inclinaison du champ par rapport à l'axe de symétrie n'est pas prise en compte et $|\vec{E}| = V/y$ ce qui est justifié par le fait $x_o << R$
- l'élément différentiel de surface est calculé au premier ordre, avec les notations de la figure 1:

$$y = x_o + R - \sqrt{R^2 - r^2}$$

et $$y = x_o + \frac{r^2}{2R} \qquad \text{au premier ordre}$$

et $$F = \int_{\text{surface}} \frac{\varepsilon_o}{2} \frac{V^2}{y^2} dS$$

l'intégration peut s'effectuer pour r variant de 0 à r_{max} (zone de fort champ); r_{max} défini par le fait que le champ électrique y est égal au centième de sa valeur sur l'axe de symétrie (r=0).
On obtient pour $R=500x_o$

$$r_{max} = 300\ x_o$$

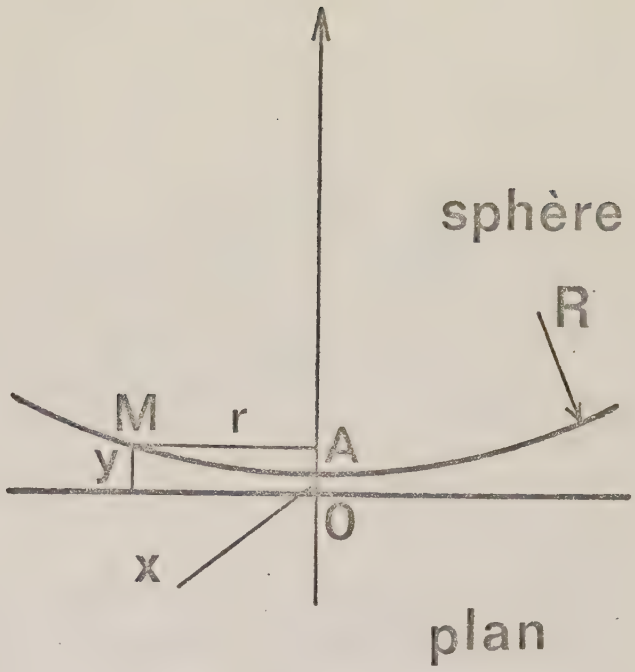


Fig 1

alors:

$$F = \pi\varepsilon_o V^2 R\left[\frac{1}{x_o} - \frac{1}{x_o+\frac{r_{max}^2}{2R}}\right] = \pi\varepsilon_o V^2 R\left[\frac{1}{x_o} - \frac{1}{91 x_o}\right]$$

Il apparaît donc qu'avec une erreur de l'ordre de 1%, l'intégration peut s'effectuer pour r variant de 0 à R.
On obtient alors l'expression "au premier ordre"

$$x_o << R \qquad F = \frac{\pi\varepsilon_o R V^2}{x_o} \qquad (1)$$

Application numérique:

$R = 0{,}5\text{mm}$ $\qquad x_o = 0{,}5\mu\text{m}$ $\qquad V = 300\text{V}$

$$F = 2{,}5 \ . \ 10^{-3}\ \text{N}$$

b. le calcul complet de la force électrostatique entre la sphère et le plan est possible en utilisant les images électriques. On suppose toujours l'influence totale. La solution apparaît sous forme de séries qui peuvent être calculées numériquement.
En posant

$$h = x_o + R$$

$$\alpha = \text{Log}\left[\frac{h + \sqrt{h^2-R^2}}{R}\right]$$

les charges images ont pour valeurs: $q_n = 4\pi\varepsilon_0\sqrt{h^2 - R^2}\ \frac{V}{\mathrm{sh}n\alpha}$

et leurs distances à O sont $\left|\begin{array}{l}\delta_n = h - \frac{R^2}{h+\delta_{n-1}} \\ \delta_1 = h\end{array}\right.$

alors $$F = 4\pi\varepsilon_0\frac{V^2}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\coth\alpha - n.\coth n\alpha}{\mathrm{sh}n\alpha} \qquad (2)$$

c. Les résultats des calculs de la force F par les formules (1) et (2) ne diffèrent que de quelques pour cent; exemple: pour R= 0,5mm , x_0= 1µm , 100V

force F, au premier ordre, (1) : $F = 1{,}39.10^{-4}$N

force F, calcul complet , (2) : $F = 1{,}38.10^{-4}$N

Dans la suite seule l'expression au premier ordre sera considérée:

$$F = \frac{\pi\varepsilon_0 R V^2}{x_0} \qquad (1)$$

A3. Etude dynamique

a. Mise en équation

Compte tenu des hypothèses émises en A1, le système est équivalent à un condensateur dont une des armatures est fixe et dont l'autre, mobile, est soumise à deux forces:

- une force électrique $F = \frac{\pi\varepsilon_0 V^2 R}{x}$
- une force élastique due à la rigidité du support (constante K)

  $F = -K\,(x-x_0)$

  x est l'ordonnée de A à l'instant t (Figure 2)

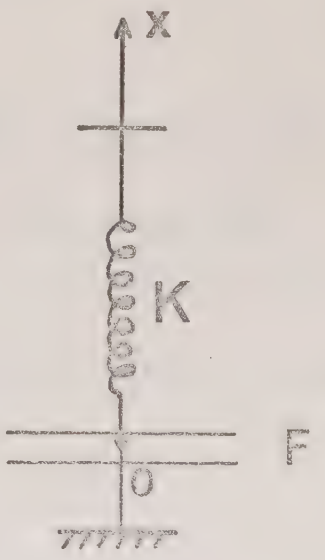


Fig 2

L'équation du mouvement, à tension constante, s'écrit donc:

$$M\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{\pi\varepsilon_0 V^2 R}{x} + K(x-x_0) = 0 \qquad (3)$$

après intégration on obtient l'expression de la vitesse:

$$|v| = \left|\frac{dx}{dt}\right| = \sqrt{\frac{2\pi\varepsilon_o V^2 R}{M} \text{Log}\frac{x_o}{x} - \frac{K}{M}(x_o - x)^2} \qquad (4)$$

(M masse du système)

b. bilan énergétique

De l'expression de la somme des forces appliquées ΣF

$$\Sigma F = -K(x - x_o) - \frac{\pi\varepsilon_o R V^2}{x} \qquad (5)$$

on peut déduire l'expression de l'énergie potentielle:

$$W_{pot} = \frac{K}{2}(x - x_o)^2 + \pi\varepsilon_o R V^2 \text{Log}x \qquad (6)$$

en prenant $W_{pot}(V=0, x=x_o) = 0$

Le générateur "fournit" de l'énergie potentielle. Le système la transforme en partie en énergie cinétique.
En fait il y a une perte d'énergie due aux frottements internes (voir A4.)
NB- La variation d'énergie potentielle s'écrit:

$$\Delta W_{pot} = \frac{K}{2}(x - x_o)^2 + \pi\varepsilon_o V^2 R \text{Log}\frac{x}{x_o}$$

c. Courbes de la somme des forces et de l'énergie potentielle (à V=Constante)

Les équations peuvent être interprétées par une analyse des courbes ΣF, somme des forces appliquées, et W_{pot}, énergie potentielle - voir figures 3.1 et 3.2 -
Les numéros croissants des courbes correspondent à des tensions croissantes.

Considérant le système initialement à l'équilibre, on lui applique un échelon de tension V. Sur les courbes W_{pot}, on observe que pour les basses valeurs de la tension, le mouvement est oscillatoire autour d'une position d'équilibre située au minimum de potentiel, courbes 1 et 2.
Pour des tensions plus fortes, les électrodes viennent au contact, courbes 3,4,5.
La réponse du système soumis à une rampe lente de tension, quasi-statique, s'analyse à l'aide des courbes ΣF. A chaque instant, le système est supposé en équilibre en un point situé sur l'axe Ox entre B et A. (fig.3.1). La courbe limite n°3 correspond à la tension de disruption.

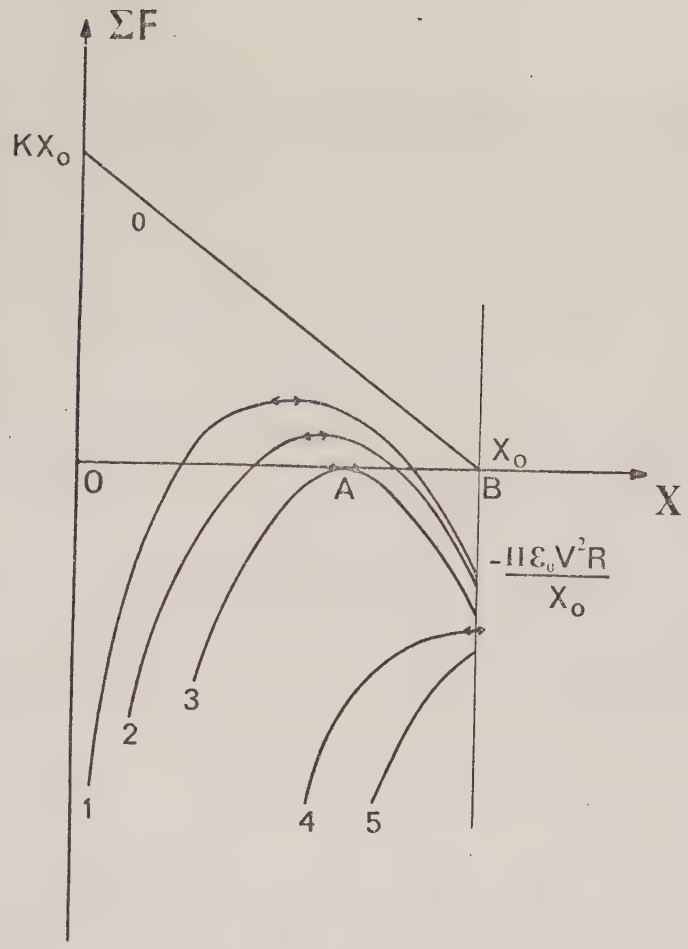

ΣF
KX₀
0
X₀
0
A
B
X
-Πε₀V²R/X₀
1
2
3
4
5

Fig 3.1

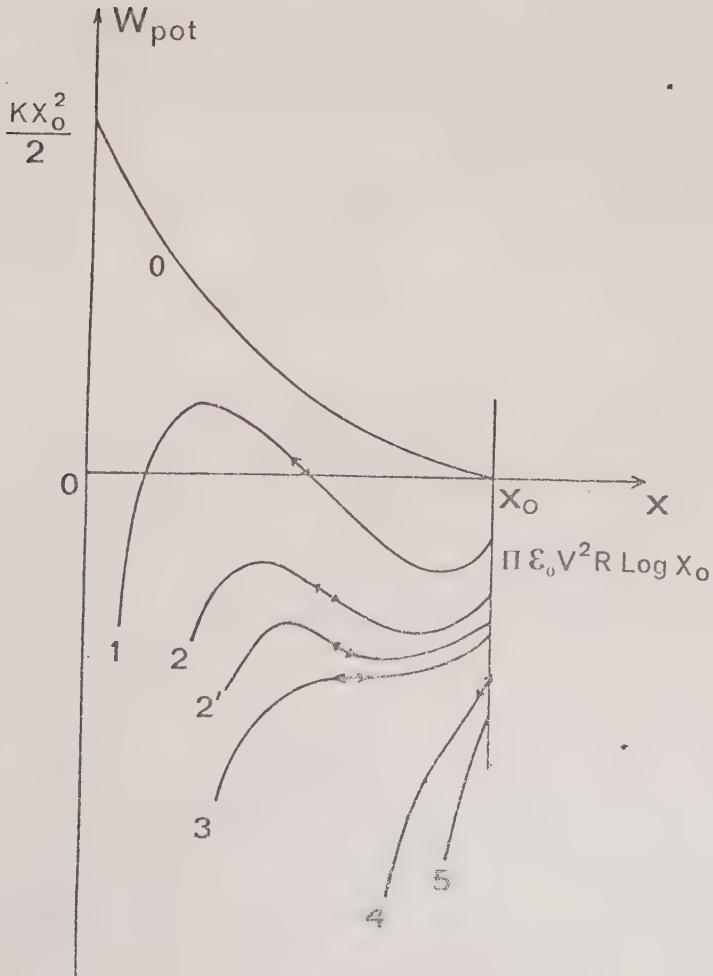

W pot
KX₀²/2
0
0
X₀
X
Πε₀V²R Log X₀
1
2
2'
3
4
5

Fig 3.2

d. Régime critique: courbe 2' ; valeur limite de K

La courbe 2' de la figure 3.2 correspond au changement de régime: oscillatoire et apériodique. La valeur de la raideur correspondante est K_{lim} pour une tension donnée; elle est définie par:

$$W_{pot,max} = W_{pot}(x=x_o) \qquad (7)$$

Le maximum de potentiel est obtenu pour $x=x_1$, racine la plus petite de $\Sigma F=0$

on obtient $$x_1 = \frac{1}{2}\left[x_o - \sqrt{x_o^2 - \frac{4\pi\varepsilon_o R V^2}{K}}\right]$$

d'où la valeur de K_{lim} définie par la relation (7) résolue numériquement:

$$W_{pot}(x=x_1) = W_{pot}(x=x_o)$$

x_o \ V	200	300	400	500
1.10^{-7}	$2,73.10^5$			
3.10^{-7}	30350	68250	121300	
6.10^{-7}	7580	17050	30310	47365
1.10^{-6}	2730	6140	10913	17050

(mètres) (volts)

Valeurs de K_{lim} en N/m

e. Intégration numérique - calcul du temps de retard au contact.

Le calcul du temps pour obtenir le contact des électrodes est possible. Dans le cas du régime apériodique, la vitesse donnée par la formule (4) ne change pas de signe, le temps de retard au contact est donc:

$$t = \int_0^{x_o} \frac{dx}{|v|} \qquad (8)$$

L'intégrale convergente a été calculée numériquement par la méthode de Tchebycheff, où la fonction à intégrer n'est pas explicitement calculée pour les bornes d'intégration.
Les courbes des figures 4.1 à 5 représentent la variation du temps de retard au contact en fonction de la tension appliquée pour diverses valeurs des paramètres M, K...

A4. Introduction d'un terme d'amortissement

a. Ordre de grandeur du coefficient de frottement

Le terme d'amortissement peut être introduit sous forme de frottement visqueux $-f\frac{dx}{dt}$.
Il correspond aux frottements internes du matériau. En effet tout mouvement d'un solide est accompagné d'une perte d'énergie due aux frottements internes, liée à l'irréversibilité des échanges thermiques dans le matériau. La compression et la dilatation des parties vibrantes créent un échauffement ou un refroidissement de la matière; la conduction thermique permet des échanges de chaleur irréversibles: c'est la principale cause de l'amortissement (Ref 2). L'amortissement dû aux frottements internes seuls a été mesuré avec des systèmes oscillatoires; la constante de temps d'amortissement vaut typiquement 7000 fois la période pour l'acier à 40000 fois la période pour l'aluminium. Ces frottements sont en général très faibles, en particulier pour les métaux utilisés: Molybdène, Titane, Tungstène.

b. modification des équations

Dans ces conditions, l'équation du mouvement s'écrit:

$$M\frac{d^2x}{dt^2} + f\frac{dx}{dt} + Kx + \frac{\pi\varepsilon_0 V^2 R}{x} = Kx_0 \qquad (9)$$

Le frottement étant très faible, il est inutile de résoudre complètement cette équation.
En effet, quand $K > K_{lim}$, le mouvement est oscillatoire autour de la position $x=x_2$, minimum de potentiel des courbes 1 et 2, figure 3.2.

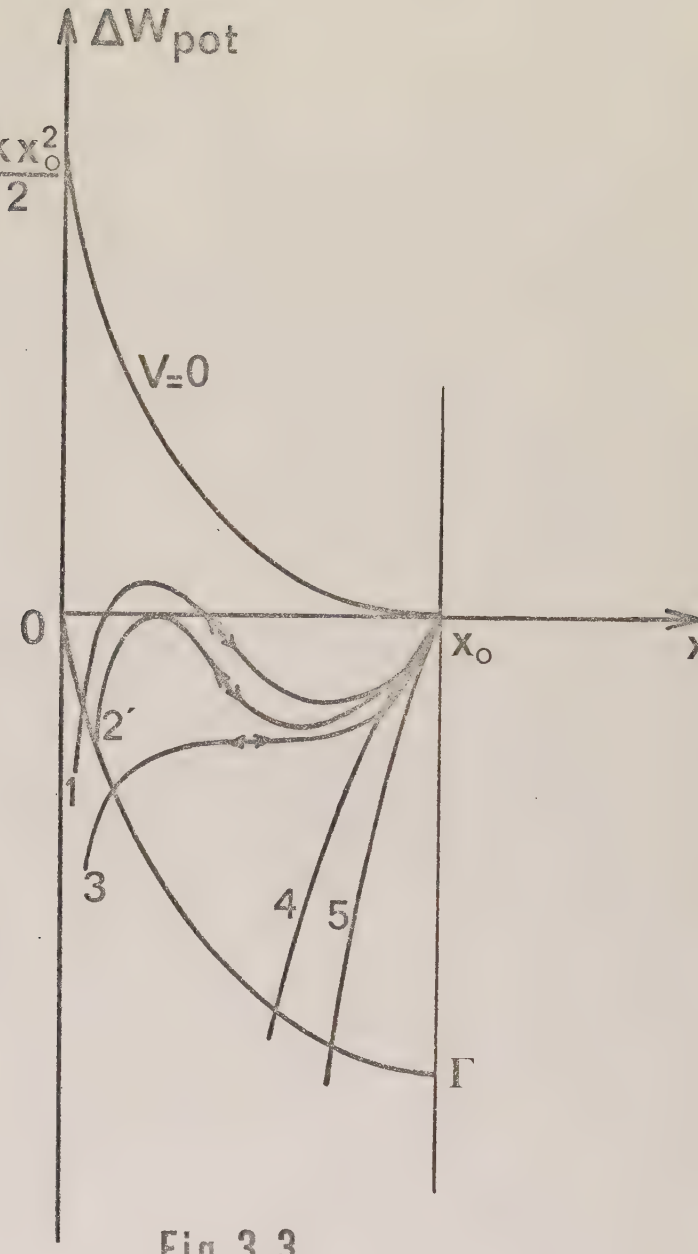

ΔW pot
kx₀²/2
V=0
0
x₀
x
1
2'
3
4
5
Γ

Fig 3.3

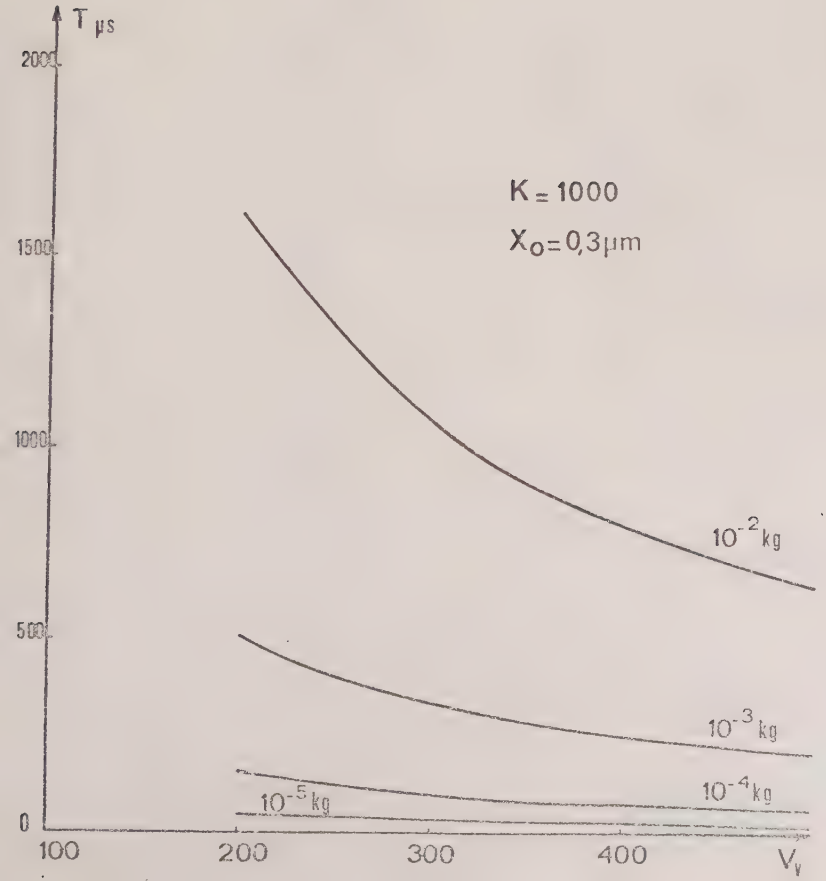

T µs
2000
1500
1000
500
0
K = 1000
X₀ = 0,3µm
10⁻² kg
10⁻³ kg
10⁻⁴ kg
10⁻⁵ kg
100
200
300
400
V_y

Fig 4.1

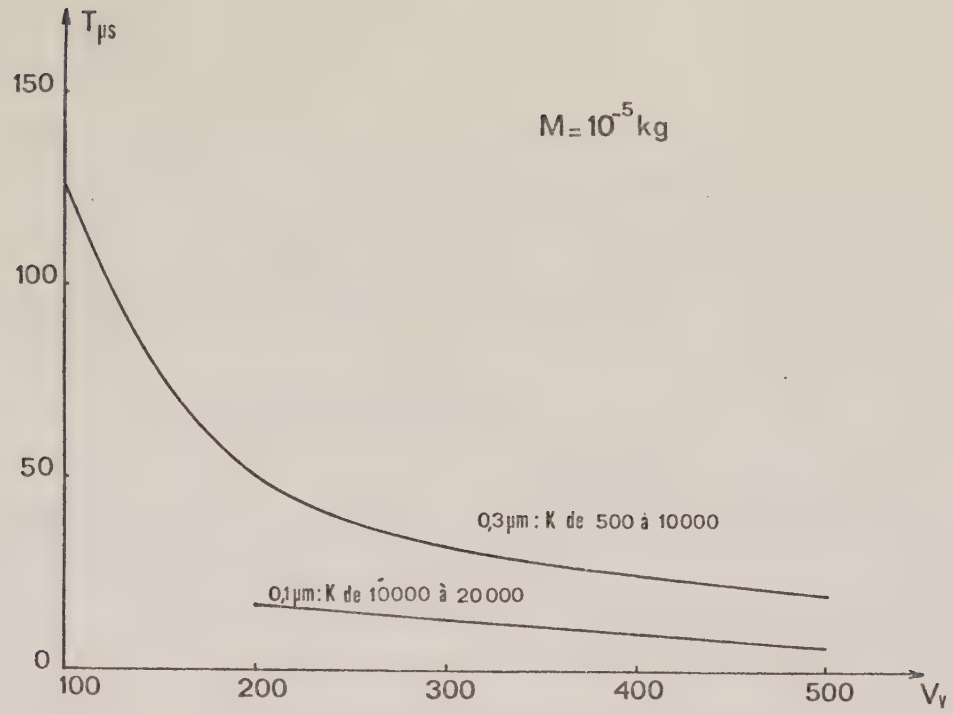

T µs
150
100
50
0
M = 10⁻⁵ kg
0,3µm : K de 500 à 10000
0,1µm : K de 10000 à 20000
100
200
300
400
500
V_V

Fig 4.2

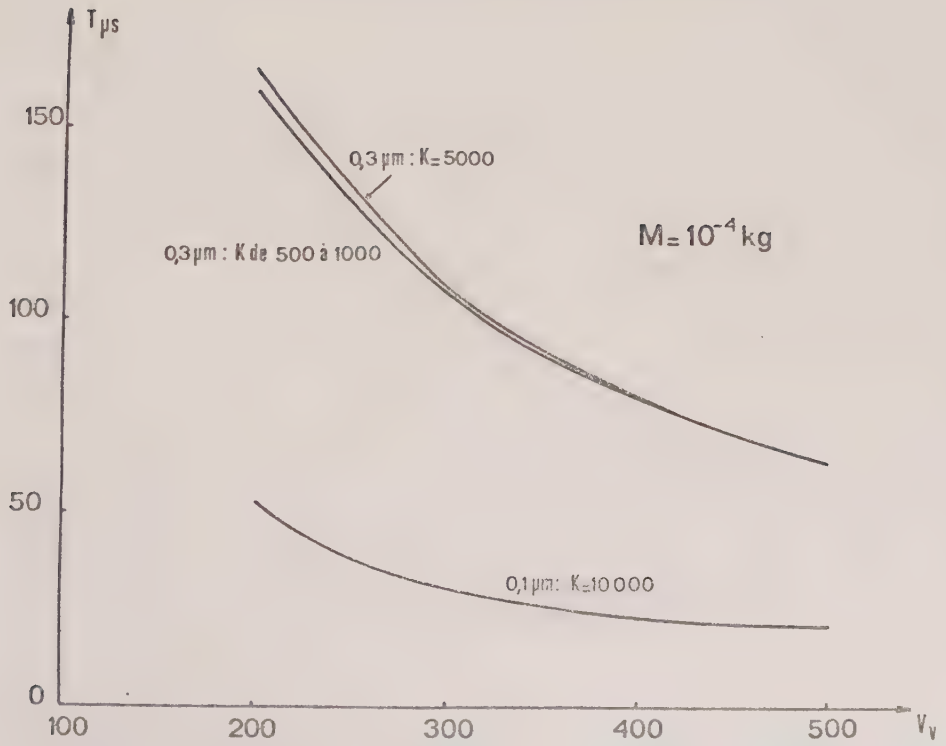

T µs
150
100
50
0
0,3µm : K = 5000
0,3µm : K de 500 à 1000
M = 10⁻⁴ kg
0,1µm : K = 10000
100
200
300
400
500
V_V

Fig 4.3

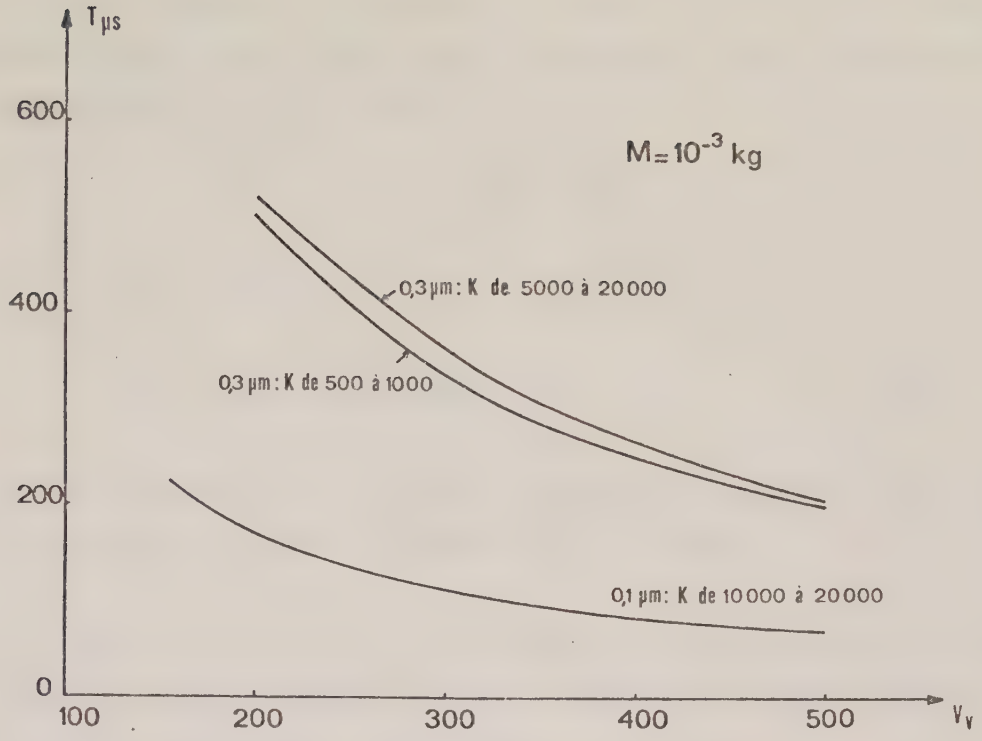

T µs
600
400
200
0
M= 10⁻³ kg
0,3 µm : K de 5000 à 20000
0,3 µm : K de 500 à 1000
0,1 µm : K de 10000 à 20000
100
200
300
400
500
V_V

Fig 4.4

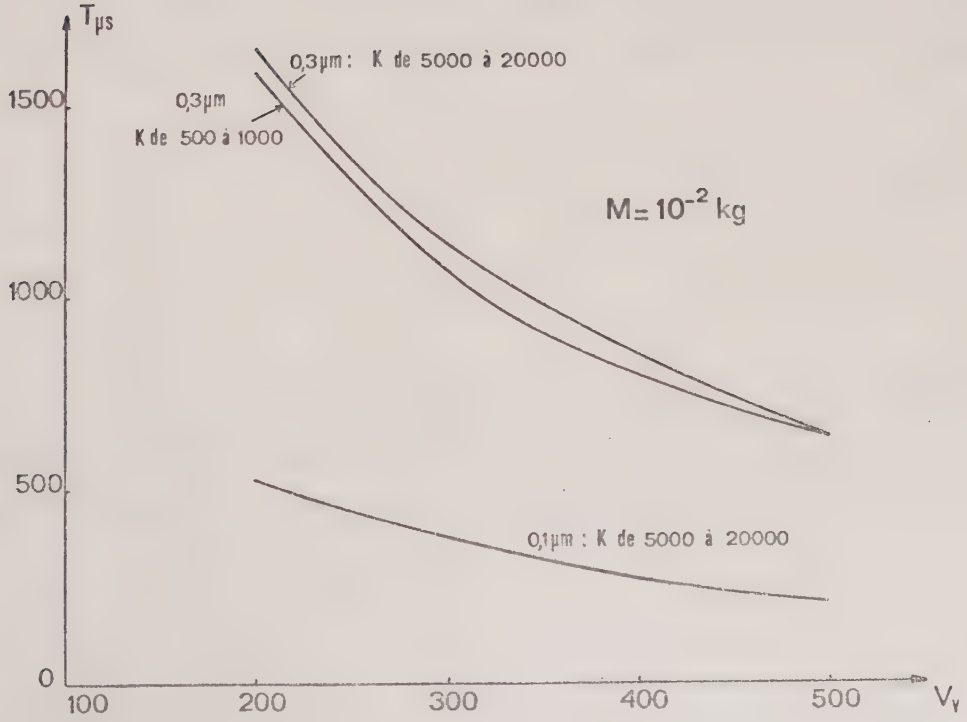

T µs
1500
1000
500
0
0,3µm : K de 5000 à 20000
0,3µm
K de 500 à 1000
M= 10⁻² kg
0,1µm : K de 5000 à 20000
100
200
300
400
500
V_V

Fig 4.5

Au voisinage de cette position, x varie peu, et à l'ordre zéro(*) la force électrique peut être considérée comme constante: $\frac{\pi\varepsilon_0 RV^2}{x_2}$
Alors l'équation (9) s'écrit:

$$K > K_{lim} \qquad M\frac{d^2x}{dt^2} + f\frac{dx}{dt} + Kx = C \qquad (10)$$

équation caractérisée par un frottement très faible

$$f << \sqrt{4MK} \qquad (11)$$

Ainsi le mouvement oscillatoire amorti, est régi par l'équation(10) et le système atteint son équilibre en $x=x_2$

Dans le cas, où $K < K_{lim}$, le mouvement apériodique est très peu modifié par le terme de frottement. Le temps de retard au contact est légèrement augmenté.

c. Evaluation de l'énergie dissipée W_d

Il est intéressant d'évaluer l'énergie dissipée W_d dans le mouvement d'oscillation selon une courbe du type 1 ou 2 de la figure 3.2.
Le terme d'énergie dissipée W_d pourrait être évalué directement sur une courbe d'oscillation de la figure 3.2. , f étant très faible.

$$\frac{1}{2}Mv^2(t) = W_{pot}(x) - W_o - \int_{x_o}^{x} fvdx \qquad (12)$$

W_o: énergie potentielle initiale

Note (*) : x varie peu, sauf au tout début du mouvement, (premières oscillations); cependant l'introduction d'un ordre supérieur dans l'approximation ne modifie pas les résultats.

Il est plus simple d'utiliser la relation (13) que l'on peut demontrer pour un système oscillatoire simple,par exemple un circuit RLC série , dans le cas où le frottement est très faible.

$$\frac{W_d}{W_s} = \frac{T}{\tau} \qquad (13)$$

W_d énergie dissipée par cycle
W_s énergie stockée par cycle
T période du système sans amortissement
τ constante de temps d'amortissement

Dans la pratique, $\frac{\tau}{T}$ est de l'ordre de 10000 (voir A4.a) l'énergie dissipée par cycle est de l'ordre de $\frac{1}{10000}$ de l'énergie stockée W_o.

A5. Remarques complémentaires et conclusion

a. calcul de la capacité sphère-plan au premier ordre

Avec les notations de la figure 1:

$$\sigma(r) = \varepsilon_o \frac{V}{x + \frac{r^2}{2R}} \qquad (14)$$

la charge du condensateur est donc:

$$Q = \int_{\text{surface}} \sigma(r)dS = 2\pi\varepsilon_o RV\text{Log}(1+\frac{R}{2x_o})$$

d'où la capacité

$$C = 2\pi\varepsilon_o R\text{Log}(1+\frac{R}{2x_o}) \qquad (15)$$

Application numerique :

avec des valeurs typiques: $R=5.10^{-4}$, $x_o=10^{-6}$,

on a $C=0,15$ pF

On remarque que la variation de la capacité sphère-plan en fonction de la distance est assez lente: (en -Log x_o).

Le calcul complet, à l'aide des images électriques, donne un résultat du même ordre de grandeur.

$$C = 4\pi\varepsilon_0 R \; \mathrm{sh}\alpha \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\mathrm{sh}n\alpha}$$

b. Introduction de l'impédance du générateur.

On a supposé précédemment que la tension appliquée V était constante, en fait du point de vue électrique le circuit est équivalent à celui de la figure n° 5. L'impédance du générateur est supposée purement résistive. On suppose qu'il n'y a pas d'autre courant que le courant capacitif.

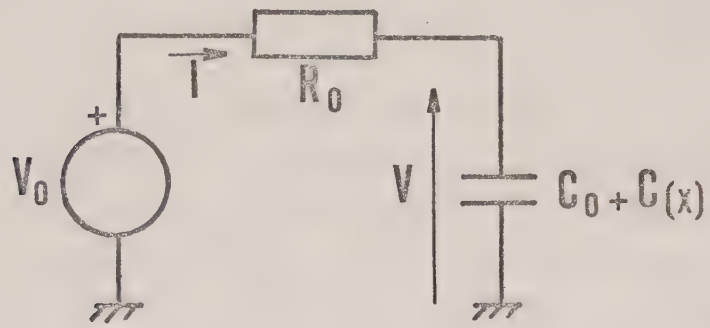


Fig 5

R_o désignant la résistance de la source, C_o la capacité parasite, C(x) la capacité sphère-plan, on peut écrire:

pour t>0 $$M\frac{d^2x}{dt^2} = -K(x-x_o) - \frac{\pi\varepsilon_0 V^2 R}{x}$$

avec $$V = V_o - R_o I$$

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt}\left[(C_o + C(x))\; V(t) \right]$$

ce qui conduit à:

$$V = V_o - R_o\left[V\frac{dC}{dx}\frac{dx}{dt} + (C_o + C(x))\frac{dV}{dt}\right] \qquad (16)$$

$$M\frac{d^2x}{dt^2} = -K(x-x_o) - \frac{\pi\varepsilon_o RV^2}{x} \qquad (17)$$

C(x) étant donné par la formule (15)

Il serait possible de résoudre numériquement ce système d'équations, cependant nous nous sommes limités à évaluer l'ordre de grandeur des divers termes.

Comme le montre l'application numérique de A5a, la capacité sphère-plan reste faible (quelques dizièmes de picofarads) alors que la capacité parasite est difficilement inférieure à quelques picofarads (en moyenne 3 à 5 picofarads, voir chIII C1).

Dans le cas du régime apériodique, après la toute première phase du mouvement, qui correspond à la charge de la capacité $C(x) + C_o \simeq C_o$, le rapprochement s'effectue à tension pratiquement constante. En effet la capacité totale reste pratiquement constante ($C(x) << C_o$ et $\frac{dC}{dt}$ très faible), puisque la partie variable C(x) reste faible devant la capacité parasite C_o jusqu'à des distances très faibles.

En se fixant x=15 Angströms comme valeur limite - c'est la distance où se fait sentir l'Effet Tunnel direct, passage d'électrons d'une électrode à l'autre, à tension presque nulle- la capacité C(x) ne vaut encore que 0,33pF.

Donc, sauf dans la toute première phase du mouvement, la constante de temps de charge valant environ 0,2 nanoseconde pour $R_o = 50\Omega$, le courant reste suffisamment faible pour qu'au moins en première approximation, la tension appliquée puisse être considérée comme constante.

c. Seuil d'irréversibilité mécanique

L'expression de l'énergie cinétique du système soumis à une tension V pendant le mouvement apériodique est:

$$\frac{1}{2}Mv^2 = -\frac{K}{2}(x-x_o)^2 + \pi\varepsilon_o V^2 R \text{Log}\frac{x_o}{x}$$

Le mouvement s'effectue selon une courbe de la fig. 3.2. Si, à un instant donné t du mouvement, la tension V s'annule par naissance d'un courant d'émission de champ important ou d'un arc, le mouvement se fait alors sous l'effet de la force d'élasticité seule, c'est-à-dire sur la courbe d'énergie potentielle correspondant à V=0 (fig.3.2.).
L'énergie cinétique de cette nouvelle phase du mouvement s'écrit:

$$\frac{1}{2}Mv^2 = -\frac{K}{2}(x-x_o)^2 + W_{init}$$

Le contact est cependant obtenu, même si V=0

$$\text{si } W_{init} \geqslant \frac{Kx_o^2}{2}$$

La courbe limite Γ, translatée de la parabole V=0 de la quantité $\frac{Kx_o^2}{2}$, correspond à l'énergie minimale pour laquelle le système va jusqu'au contact même si la tension appliquée V devient nulle: c'est le seuil d'irréversibilité mécanique de disruption (fig.3.3, page 17). Ce seuil peut s'obtenir en cherchant la position x_s, intersection de la courbe Γ et du réseau de courbes ΔW_{pot}.
En écrivant la condition de continuité de la vitesse à l'instant t où la tension devient nulle, on déduit le seuil d'irréversibilité en position:

$$x_s = x_o \exp\left[-\frac{Kx_o^2}{2\pi\varepsilon_o R V^2}\right] \qquad (17\text{bis})$$

d. Conclusion

La portée de ce modèle macroscopique sera discutée dans le chapitre III: il définit l'effet mécanique d'attraction à l'échelle macroscopique en géométrie sphère-plan; la géométrie fils croisés, aussi utilisée dans la pratique est étudiée dans l'Annexe I.

Ne prenant en compte aucun autre effet que l'attraction mécanique, il apparaît une limite absolue lorsque la distance entre les électrodes tend vers zéro. Pour des distances de l'ordre de 15 Angströms, l'Effet Tunnel direct se fait sentir, c'est-à-dire que des électrons passent d'une électrode à l'autre avec une tension, donc une énergie, très faibles (Réf. 3).

En fait, le modèle ne tient pas compte, d'une part, du courant d'émission de champ qui peut naître entre la sphère et le plan si le champ électrique moyen devient suffisant, d'autre part, des effets microscopiques comme effet d'attraction locale, courant d'émission électronique, arc, liés à l'état de surface où le champ électrique est amplifié par la géométrie.

Cependant l'existence du seuil d'irréversibilité montre que, dans certaines conditions, la disruption peut être, à son origine, purement mécanique.

B. Mécanismes de disruption: aspect microscopique

L'échelle microscopique, ou locale, est caractérisée par de très faibles dimensions liées à l'état de surface des électrodes, typiquement quelques microns, et par de très faibles temps c'est-à-dire quelques nanosecondes à quelques dizaines de nanosecondes.
C'est en effet, surtout au niveau des irrégularités de surface que se produisent les phénomènes physiques comme attraction électrostatique, émission d'électrons, échauffement... puisque sur ces irrégularités le champ électrostatique E_{loc} est fortement amplifié, par rapport au champ moyen E_o, et la pression est très intense.
Les temps intervenant à l'échelle locale sont des constantes de temps mécaniques et thermiques: temps de rapprochement, temps d'échauffement des pointes...

Certains auteurs ont pressenti l'effet de la pression électrostatique, c'est-à-dire l'attraction locale des électrodes, pour des métaux tels que l'aluminium (Réf. 4).

D'autre part, les conséquences microscopiques des forces électrostatiques, telles que l'arrachement des microparticules ont déjà été considérées dans les décharges à grande distance (Réf.5)

A l'échelle de cette étude, du point de vue mécanique, les électrodes doivent être considérées comme des milieux, supposés homogènes, où se propagent des déformations sous forme d'ondes acoustiques. L'effet de rapprochement local des électrodes, conséquence de la pression agissant sur les irrégularités de surface peut conduire soit: à une disruption "purement mécanique" par contact local des électrodes, soit: à une vaporisation importante des irrégularités et à une disruption du type "arc". (B1.)

Enfin certains agrégats de matière, faiblement liés au solide massif (grains, résidus créés par le polissage) peuvent être arrachés sous l'effet des forces électrostatiques et ainsi être cause de la disruption. (B2.)

B1. Effet d'attraction locale - mécanisme de rapprochement

B1.1 définition du modèle

Sous l'effet du champ électrostatique local, les irrégularités de surface des électrodes sont soumises à des contraintes qui peuvent conduire à leur rapprochement de l'électrode opposée et même au contact local des deux électrodes; cet effet est lié à la propagation d'une onde de déformation dans le matériau. La complexité des problèmes de propagation d'ondes de déformation dans les solides et l'imprécision sur la connaissance topographique microscopique font que les modèles et les calculs traités n'ont pour but que de montrer la possibilité d'existence de ce mécanisme de disruption.

a. les diverses géométries

A l'échelle de l'étude, la géométrie des électrodes étant liée à l'état de surface, donc au polissage est complexe.
Cependant, les multiples géométries possibles peuvent se résumer en quelques cas selon les formes et les positions relatives des irrégularités sur les deux électrodes.
On peut, a priori, définir deux types d'irrégularités:

a) plate, pour laquelle la hauteur h est inférieure à la largeur à mi-hauteur a (fig.6.1.)
b) pointue, pour laquelle h > a (fig.6.2)

Selon les positions de ces irrégularités sur l'électrode 1 ou 2, on obtient des situations des types I,II ou III (Fig7).

NB. Les situations III correspondent aux cas les plus probables compte tenu des distances et de la méthode expérimentale de recherche de l'origine des déplacements: voir chII, A3.

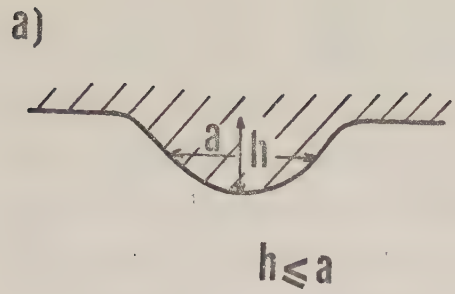


Fig 6.1

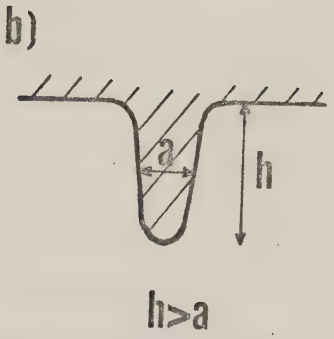


Fig 6.2

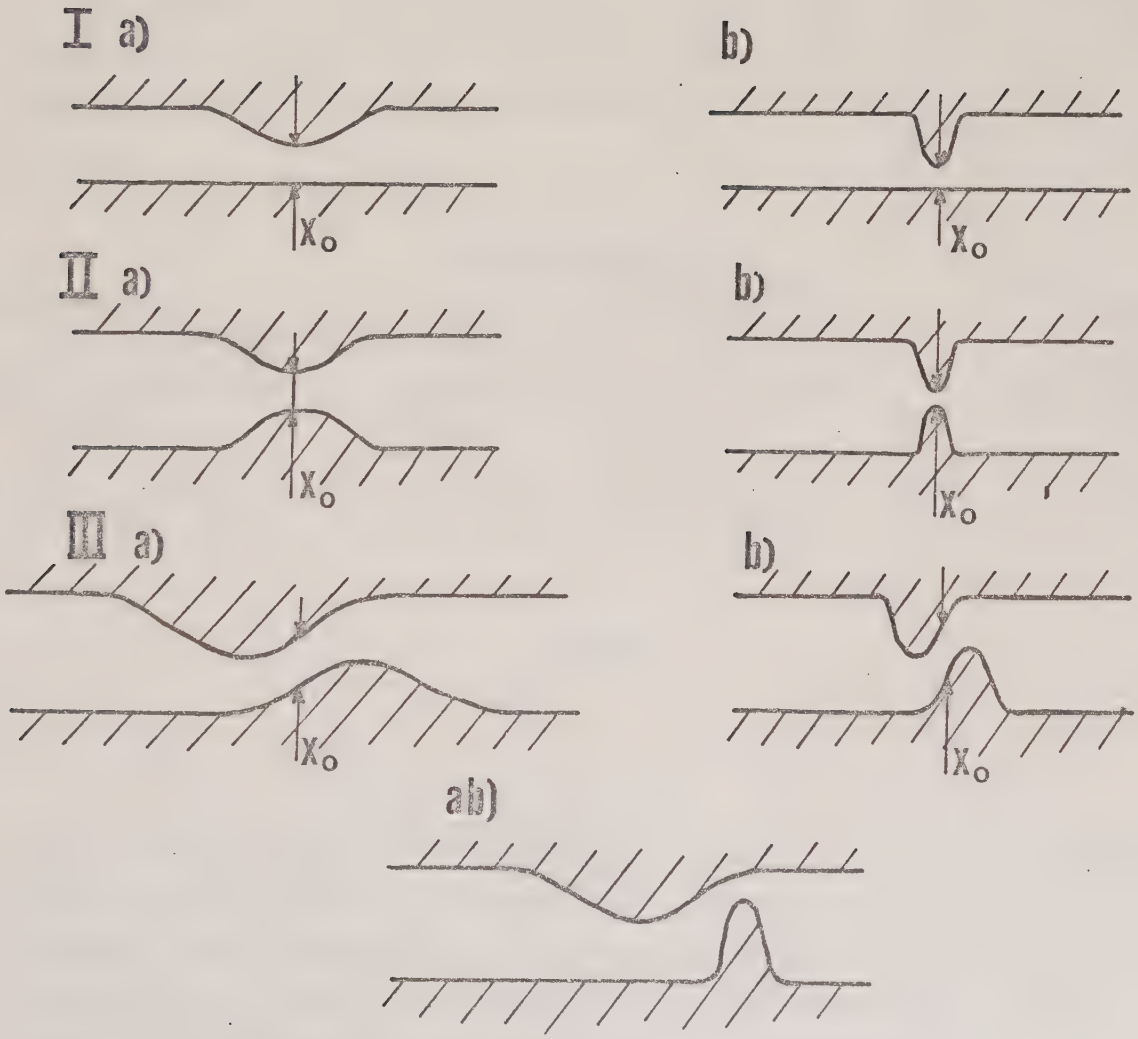


Fig 7

b. les modèles mathématiques

La plupart des géométries donnent lieu à des ondes de déformation mixtes, longitudinales et transversales, complexes. Dans certains cas, ces ondes sont sphériques puisque la perturbation a pour point de départ une petite surface assimilable à une demi-sphère de rayon r_o très petit, et se propage dans un milieu infini, isotrope et homogène. Ces ondes, divergentes ou convergentes, sont complexes puisque la répartition des pressions initiales est généralement non uniforme sur la demi-sphère r_o. De plus ces ondes subissent des réflexions donnant naissance à des ondes secondaires venant perturber le phénomène initial.
Dans d'autres cas, l'onde de déformation induite dans une pointe par la pression électrostatique, peut être assimilée à une onde plane et le modèle qui s'en déduit se prête plus facilement au calcul. Il faut, enfin, noter que la portée des calculs sera fortement modifiée par les remarques du paragraphe B1.3.c

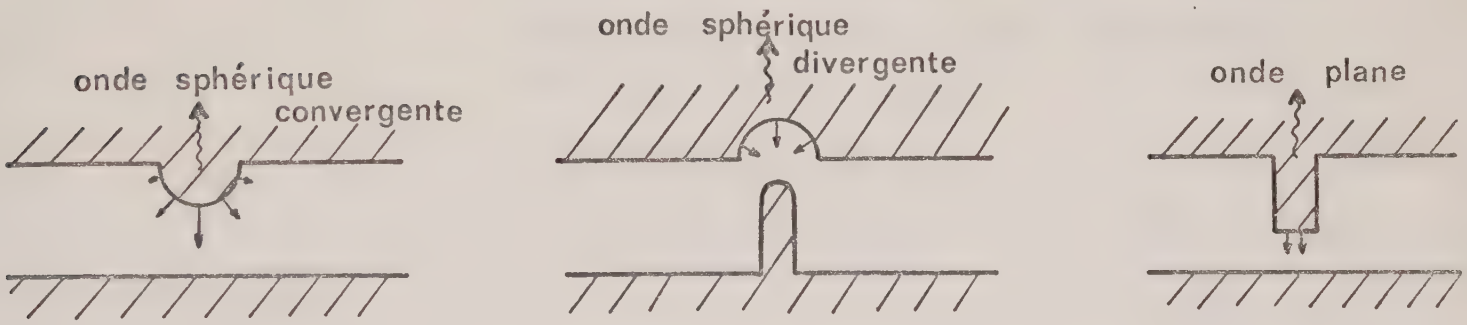


Fig 8

c. cas de l'onde plane

Les irrégularités relativement pointues (fig. 6.2.) donnent lieu à des ondes de déformation, induites par la pression, qui peuvent être assimilées à des ondes planes. Nous étudierons la propagation dans l'électrode qui porte la pointe (B1.2), puis des applications numériques sont données (B1.3), les situations géométriques pouvant être des types I ou II.

B1.2 Analyse d'un cas: le modèle onde plane

a. hypothèses

Dans le cas où l'onde de déformation peut être représentée par une onde plane - irrégularité de surface (fig. 6.2) le modèle s'appuie sur un certain nombre d'hypothèses:

- les milieux sont homogènes
- l'irrégularité est considérée comme une barre de faible section où se propage une onde plane.
- l'onde induite dans le support massif (solide indéfini) est une onde plane, ceci est lié au fait que la largeur du pied de la pointe n'est pas négligeable devant la dimension de la zone déformée par l'onde.
- l'amortissement est négligé - la quantité de matière intéressée est faible (quelques dizaines de microns) et les frottements internes sont faibles (A.4)

b. propagation de l'onde élastique dans la barre homogène et changement de milieu

Dans une barre homogène (module d'Young E, densité ρ), la propagation des ondes élastiques est régie par les équations de l'acoustique (tuyaux sonores).
Avec les notations de la figure 9:

p : pression

y(x,t) : déplacement de la tranche de matière d'abscisse x

u(x,t) : vitesse de déplacement

c : vitesse de propagation

S : section du tuyau

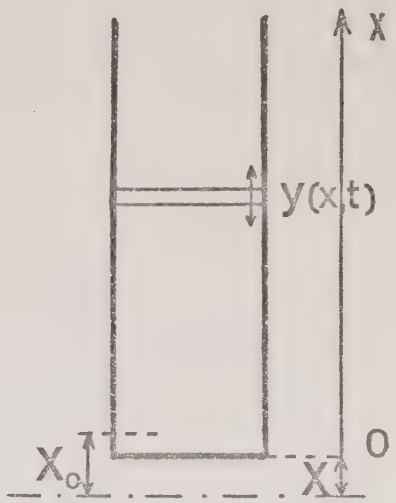


Fig 9

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho\frac{\partial u}{\partial t} \; ; \quad p = -E\frac{\partial y}{\partial x} \; ; \quad u = \frac{\partial y}{\partial t} \; ; \quad \frac{\partial p}{\partial t} = -E\frac{\partial u}{\partial x} \qquad (18)$$

les calculs sont analogues à ceux des lignes électriques infinies sans perte; on obtient:

$$\begin{cases} u(x,t) = \sqrt{\frac{1}{E\rho}}\, p_o(t-\frac{x}{c}) & \text{pour } t > \frac{x}{c} \\ u(x,t) = 0 & \text{pour } t < \frac{x}{c} \end{cases} \qquad (19)$$

pour l'extrémité:

$$u(0,t) = \left.\frac{\partial y}{\partial t}\right]_{x=0} = -\frac{dX}{dt}$$

$p_o(t)$ est la pression électrostatique appliquée à l'extrémité

on obtient donc:

$$u(0,t) = \frac{\varepsilon_o}{2\sqrt{E\rho}}\, E^2_{loc} \qquad (20)$$

La vitesse de l'extrémité est proportionnelle à la pression, donc au carré du champ électrique local.

La théorie de l'élasticité montre que la propagation des petits mouvements par onde plane ou sphèrique dans les solides homogènes s'effectue avec les vitesses $V_L = \sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$ pour les modes longitudinaux et $V_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ pour les modes transversaux -λ et μ étant les coefficients de Lamé, caractéristiques du matériau. (voir Annexe II)-
Dans le cas d'un fil ou d'une barre, la vitesse de propagation des mouvements longitudinaux devient $\sqrt{\frac{E}{\rho}}$.

Exemple numérique: pour l'acier
la vitesse V_L = 5400 m/s dans un fil ou une barre
et V_L = 6270 m/s dans le solide indéfini
et le temps mis par l'onde pour atteindre l'extrémité d'une pointe de hauteur h = 0,3 µm est 55 picosecondes.

Comme le montre l'exemple numérique, l'onde de déformation atteint le pied de la pointe c'est-à-dire le support massif en un temps court. Au niveau de ce changement de milieu, une partie de l'énergie est transmise, une partie est réfléchie. L'incidence étant normale, l'onde transmise au milieu indéfini est comme celle du premier milieu, uniquement longitudinale. Dans l'hypothèse des ondes planes, le coefficient de réflexion en amplitude est: $\frac{V_{L1} - V_{L2}}{V_{L1} + V_{L2}}$ dont la valeur pour l'acier est 0,075

Ainsi la plus grande partie de l'énergie incidente passe dans le deuxième milieu, le solide indéfini. L'adaptation est donc pratiquement parfaite: tout se passe comme si le milieu était infini et la vitesse de l'extrémité de la pointe est donnée avec une bonne approximation par la relation (20).

On note, cependant, que la partie d'énergie réfléchie au niveau du changement de milieu correspond à une amplitude changée de signe.

Remarque: les résultats ne seraient pas fortement modifiés en admettant que l'onde devienne semi-sphérique dans le solide indéfini, au niveau du changement de milieu; la vitesse de propagation V_L étant identique à celle de l'onde plane.

c. calcul du champ local E_{loc} et du coefficient d'amplification β

Le champ électrostatique local E_{loc}, au sommet des pointes est fortement amplifié par rapport au champ moyen E_o; le rapport est le coefficient d'amplification du champ β

$$E_{loc} = \beta E_o \qquad (21)$$

Le coefficient β_∞ est, classiquement, calculé lorsque l'électrode 2 se trouve à une distance très grande par rapport à la hauteur de l'irrégularité: on utilise les modèles de l'ellipsoïde ou de la sphère. (Réf.5).

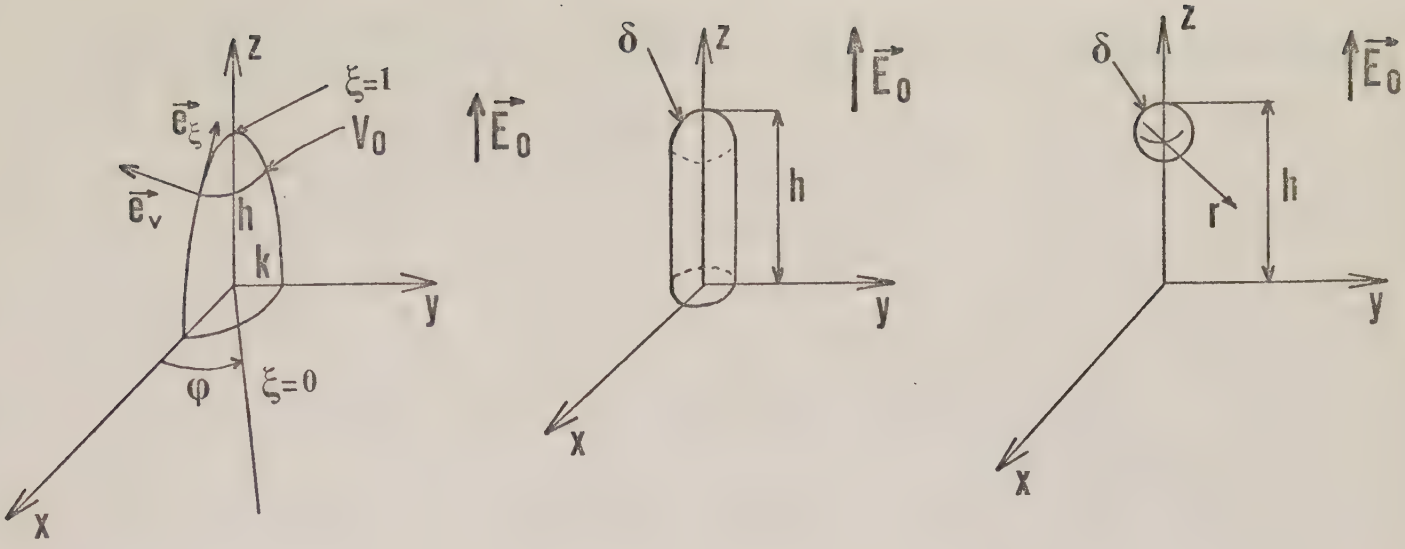


Fig 10.1 .2 .3

. modèle de l'ellipsoïde

Dans le système de coordonnées elliptiques:

$$x = \gamma\sqrt{(\nu^2 - 1)(1 - \xi^2)}\,\cos\phi$$
$$y = \gamma\sqrt{(\nu^2 - 1)(1 - \xi^2)}\,\sin\phi \qquad (22)$$
$$z = \gamma\,\nu\,\xi$$

l'ellipsoïde de révolution de la fig. 10.1 correspond à $\nu = \nu_0$ avec pour dimensions

$$h = \gamma\,\nu_0$$
$$k = \gamma\sqrt{\nu_0^2 - 1}$$

on pose $\Lambda = \frac{h}{k}$ (23)

Le plan conducteur Oxy étant à V=0 , le potentiel solution de l'équation de Laplace est dans ce cas:

$$V = -E_0\gamma\nu\xi\left[1 - \frac{\frac{1}{\nu} - \frac{1}{2}\,\mathrm{Log}\,\frac{\nu+1}{\nu-1}}{\frac{1}{\nu_0} - \frac{1}{2}\,\mathrm{Log}\,\frac{\nu_0+1}{\nu_0-1}}\right] \qquad (24)$$

Puisque la composante du champ $\vec{E}_\phi$ est nulle par raison de symétrie le champ $\vec{E}$ est égal à

$$\vec{E}_{loc} = - \text{grad } V = E_\nu \vec{e}_\nu + E_\xi \vec{e}_\xi$$

Au sommet de l'ellipsoïde:

$$\vec{E} = E_\nu \vec{e}_\nu = E_\nu \vec{e}_z \text{ pour } \begin{vmatrix} \nu=\nu_o \\ \xi=1 \end{vmatrix}$$

on a: $\vec{E}_{loc} = E_o \beta_\infty(\Lambda)\, \vec{e}_z$ champ au sommet (25)

E_o étant le champ uniforme à l'infini, avec $\nu_o = \frac{\Lambda}{[\Lambda^2-1]^{1/2}}$

d'où la valeur du coefficient d'amplification du champ:

$$\beta_\infty(\Lambda) = \frac{(\Lambda^2 - 1)^{3/2}}{\Lambda \text{Log}\,(\Lambda + \sqrt{\Lambda^2-1}) - \sqrt{\Lambda^2-1}} \quad \text{si } \Lambda>1 \qquad (26)$$

$$\beta_\infty(\Lambda) = \frac{(1 - \Lambda^2)^{3/2}}{\sqrt{1-\Lambda^2} - \Lambda \text{ Arctg } \frac{\sqrt{1-\Lambda^2}}{\Lambda}} \quad \text{si } \Lambda \leq 1 \qquad (27)$$

. modèle de la sphère

On montre que les géometries des figures 10.2 et 10.3 (Ref.5) sont caracterisées par des valeurs de β_∞ voisines. Dans le cas de la figure 10.3, pour $h>4\delta$ (δ rayon de courbure) le potentiel est donné par :

$$V = E_o \left[z + h - \delta - \frac{\delta^3 z}{(r^2+z^2)^{3/2}} - \frac{(h-\delta)\delta}{(r^2+z^2)^{1/2}} \right]$$

Le potentiel est nul sur la sphère. On en déduit les composantes du champ E_r et E_z .

Sur la sphère $E_{loc} = \frac{E}{\delta}(h - \delta + 3z)$ (28)

A l'extrémité de la pointe :

$z = \delta \qquad E_{loc} = E_o(2 + \frac{h}{\delta})$ (29)

D'où le coefficient d'amplification β_∞ :

$$\beta_\infty = 2 + \frac{h}{\delta} \qquad (30)$$

. Variation de β avec la distance

Les calculs précédents ont pour résultat la valeur du coefficient d'amplification β_∞ en supposant l'électrode opposée à grande distance. En pratique celle-ci se trouve à une distance de l'ordre de h ou inférieure. Un calcul exact de la variation de β avec la distance a été effectué avec le modèle de la sphère reliée au plan (fig. 10.3) par une méthode d'images électriques, tenant compte des deux plans.Réf. 6.

La distance inter-électrode définie, dans la suite, X , obtenue pratiquement par une méthode électrique (voir ch II. A3) est la distance séparant l'extrémité de la pointe de l'électrode opposée. Le champ moyen E_o, qui s'en déduit, est donc égal à:

$$E_o = \frac{V}{X} \qquad (31)$$

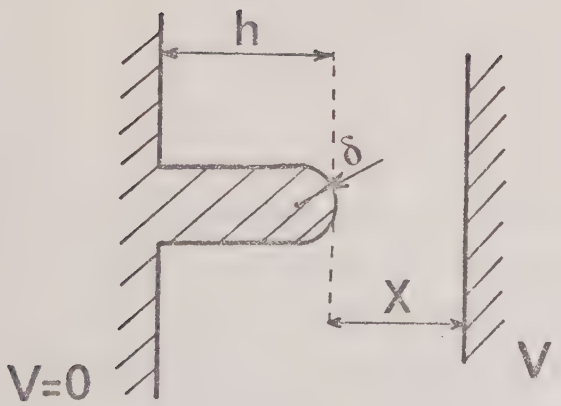


Fig 11

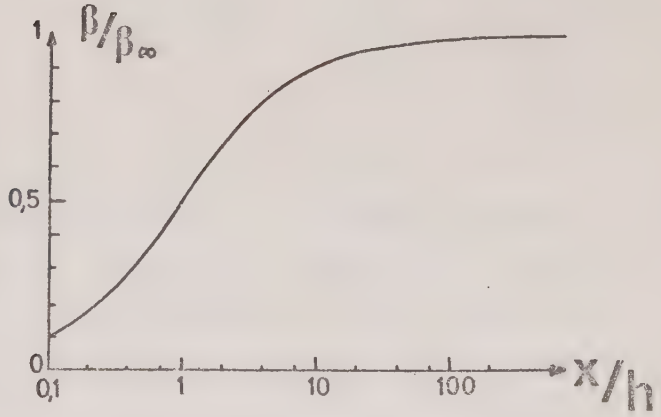


Fig 12

Les résultats numériques obtenus sont représentés sur la fig. 12; une bonne approximation est donnée par la relation (32):

$$\beta = \beta_\infty \frac{X}{X+h} + \exp\left[-\frac{X}{h}\sqrt{\beta_\infty}\right] \qquad (32)$$

Le terme exponentiel devient négligeable si $X > h$ et $\beta_\infty > 10$

d. exemples numériques et remarques

- Les valeurs de β_∞ obtenues par les deux modèles (ellipsoïde et sphère) sont voisines pour les faibles valeurs de $\frac{h}{k}$ ($\frac{h}{k} < 5$); pour faire coïncider les deux modèles, le rayon de la sphère à considérer est peu différent de $\delta = \frac{k}{\Lambda}$, rayon de courbure du sommet de l'éllipsoïde.

- Dans ces conditions, nous admettrons que la loi de variation de β avec la distance (relation 32) est valable pour les deux modèles. L'approximation est d'autant meilleure que X est petit.

- Compte tenu du polissage des électrodes, on peut admettre des irrégularités de hauteur de l'ordre de 0,3µm; on obtient pour les valeurs de β_∞ dans les deux modèles:

$h_{\mu m}$	$k_{\mu m}$	Λ	$\delta_{\mu m}$	β_∞	β_∞
0,3	0,05	6	0,008	23	39
0,2	0,05	4	0,0125	13,3	18
0,1	0,1	1	0,1	3	3

- La valeur de β calculée permet d'obtenir le champ maximum sur la pointe considérée; on doit cependant noter qu'il garde 75% de sa valeur sur une surface de l'ordre de $\pi\delta^2$, surface apparente de la pointe dans le modèle de l'ellipsoïde et sur une surface supérieure, de l'ordre de $2\pi\delta^2$ si $\Lambda^2 > 22$ dans le modèle de la sphère. Dans ce dernier modèle, cette surface diminue et tend vers $2\pi\delta \times 0{,}33\ X$ quand $X \to 0$

B1.3 Disruption par contact - Applications numérique

Sous l'effet de la pression électrostatique induite par le champ local, les irrégularités de surface sont attirées vers l'électrode opposée. Cet effet microscopique de rapprochement peut conduire au contact local des électrodes.

a. Situations géométriques-rôle de la deuxième électrod

La deuxième électrode peut présenter une pointe analogue à celle de la première, conformément aux géométries IIa et IIb. Le temps nécessaire pour obtenir le contact des pointes est égal au temps mis par l'une pour atteindre le plan de symétrie situé à $\frac{X}{2}o$.

La deuxième électrode peut être un plan comme dans les situations Ia ou Ib. La répartition du champ électrique sur le plan justifie l'approximation d'une onde plane pour l'onde de déformation induite dans l'électrode. L'amplification du champ sur le plan, face à la pointe, fait apparaître un coefficient d'amplification β_2, analogue à ceux de B1.2, mais de valeur très inférieure.

Le temps de retard au contact sera obtenu en considérant la vitesse $u_1(t) + u_2(t)$ somme des vitesses des extrémités de chaque électrode.

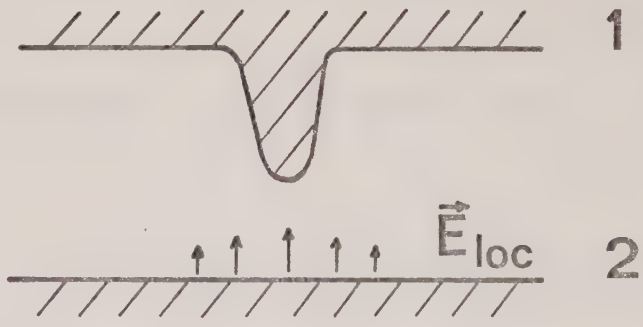


Fig 13

b. calculs du temps de retard au contact

Les calculs du temps de retard au contact s'effectuent, dans le cadre du modèle défini en B1.2 à l'aide des relations:

$$-\frac{dX}{dt} = \frac{\varepsilon_o}{2\sqrt{E\rho}} E_{loc}^2 \quad (20) \qquad E_{loc} = \beta_X \frac{V}{X} \quad (21)$$

$$\text{et} \qquad \beta_X = \beta_\infty \frac{X}{X+h} + \exp\left[-\frac{X}{h}\sqrt{\beta_\infty}\right] \quad (32)$$

Dans le cas d'une géométrie symétrique (IIa, IIb), quelques résultats sont présentés sous forme de courbes (Fig. 15) pour une pointe typique de hauteur h = 0,3µm, largeur à la base 2k = 0,1µm caractérisée par un coefficient $\beta_\infty = 23$, pour diverses distances et divers matériaux.

Dans le cas d'une géométrie dissymétrique (Ia, Ib), fig. 13, la vitesse à considérer est:

$$u(t) = -\frac{dX}{dt} = u_1(t) + u_2(t) = \frac{\varepsilon_o}{2\sqrt{E\rho}} E_o^2 \left[\beta_1^2 + \beta_2^2 \right] \quad (33)$$

Le coefficient d'amplification β_1 du champ à la pointe a déjà été calculé et sa variation est donnée par la relation (32). Le coefficient β_2 du champ sur le plan défini par:

$$\beta_2 = \frac{E_{loc}}{E_o} \qquad \text{avec} \qquad E_o = \frac{V}{X}$$

avec les notations de la figure 11, a été calculé, à l'aide du modèle de la sphère pour des pointes typiques de hauteur 0,3 µm et 0,4 µm. Sa valeur reste inférieure à l'unité; et sa variation avec la distance a l'allure représentée sur la figure 14 pour une pointe de hauteur h = 0,3 µm et de coefficient $\beta_1 = 23$.

Allure de la variation du coefficient β_2 en fonction de la distance pour une pointe de hauteur h=0,3µm . (coeff. $\beta_1 = 23$)

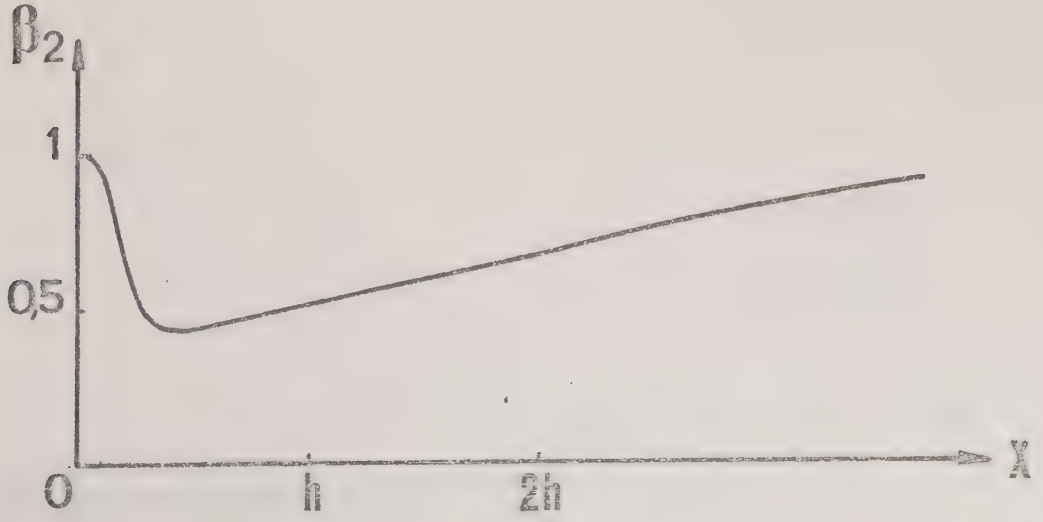
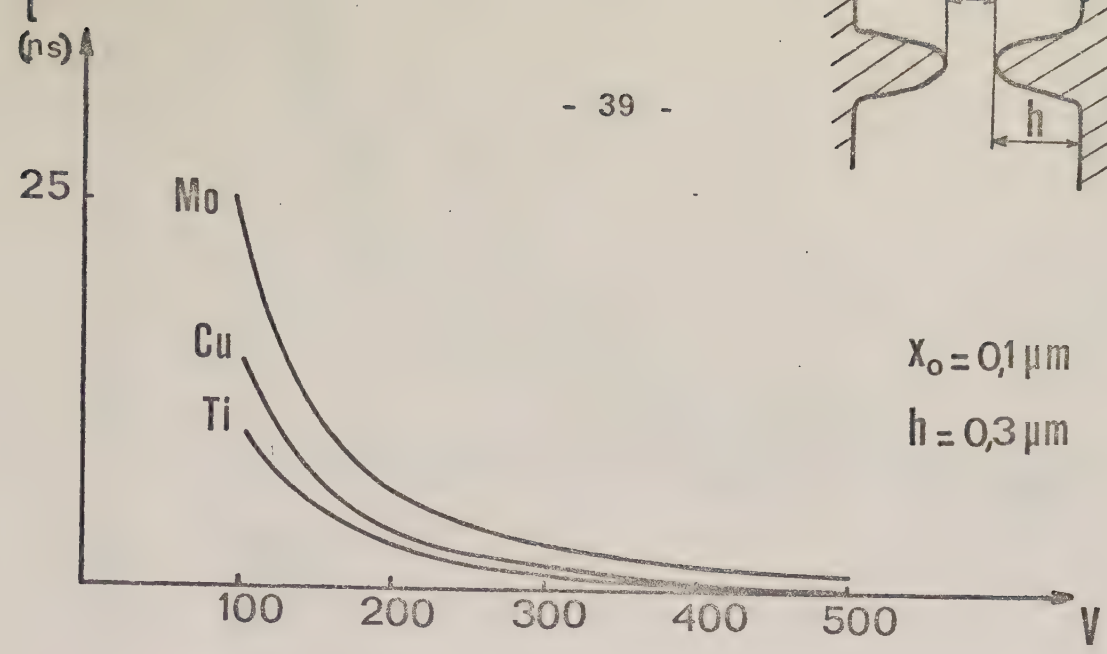
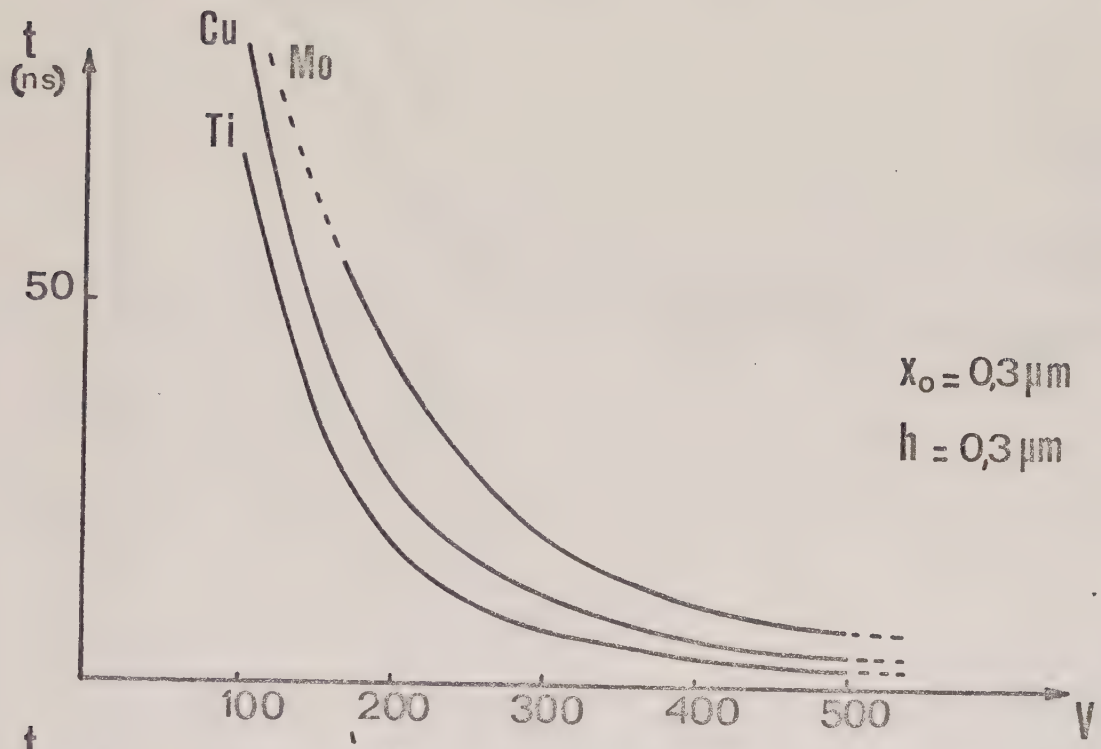


Fig 14

h


t
(ns)
25
Mo
Cu
Ti
$x_o = 0,1\ \mu m$
$h = 0,3\ \mu m$
100
200
300
400
500
V


t
(ns)
50
Cu
Mo
Ti
$x_o = 0,3\ \mu m$
$h = 0,3\ \mu m$
100
200
300
400
500
V

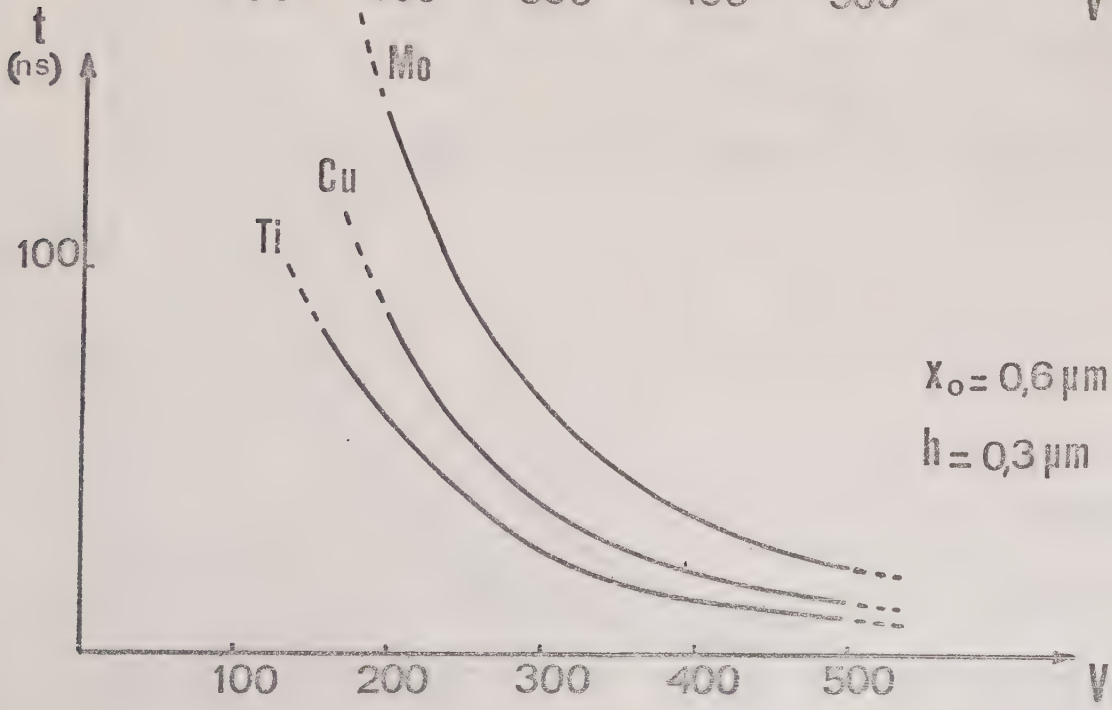
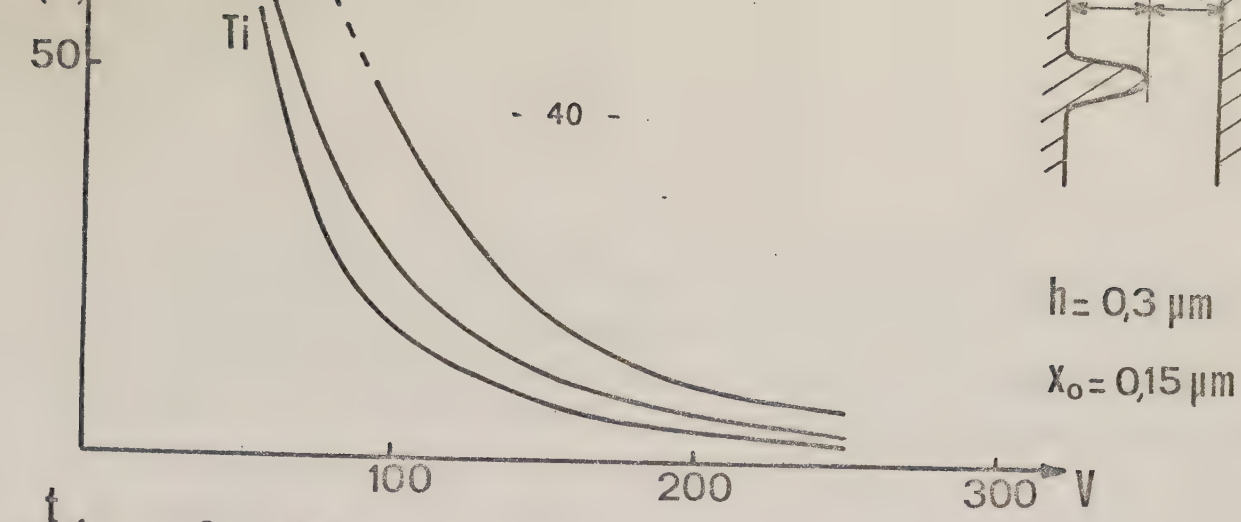
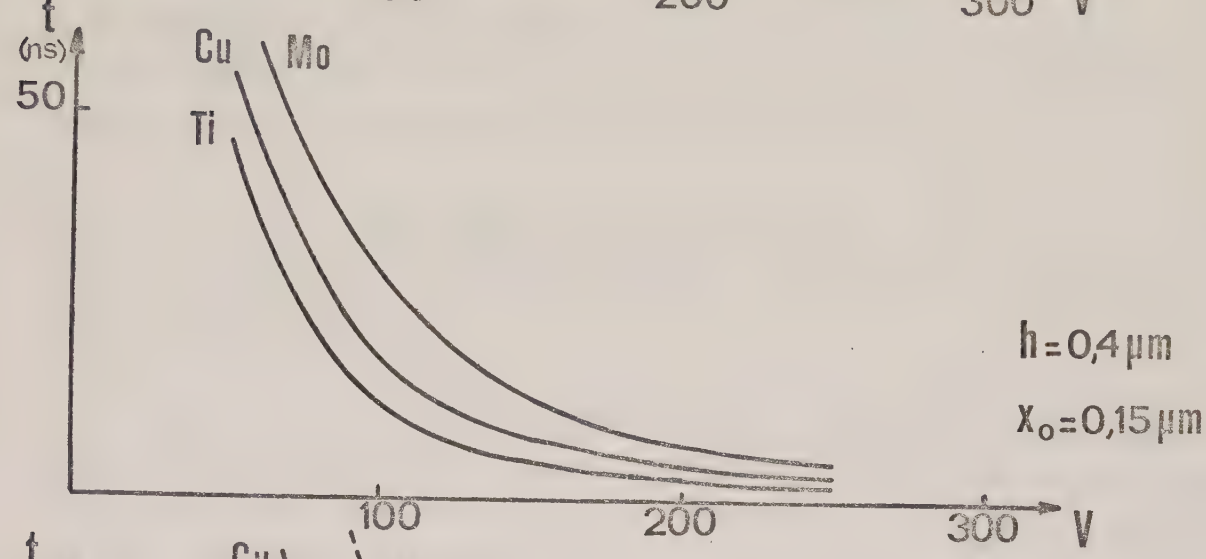
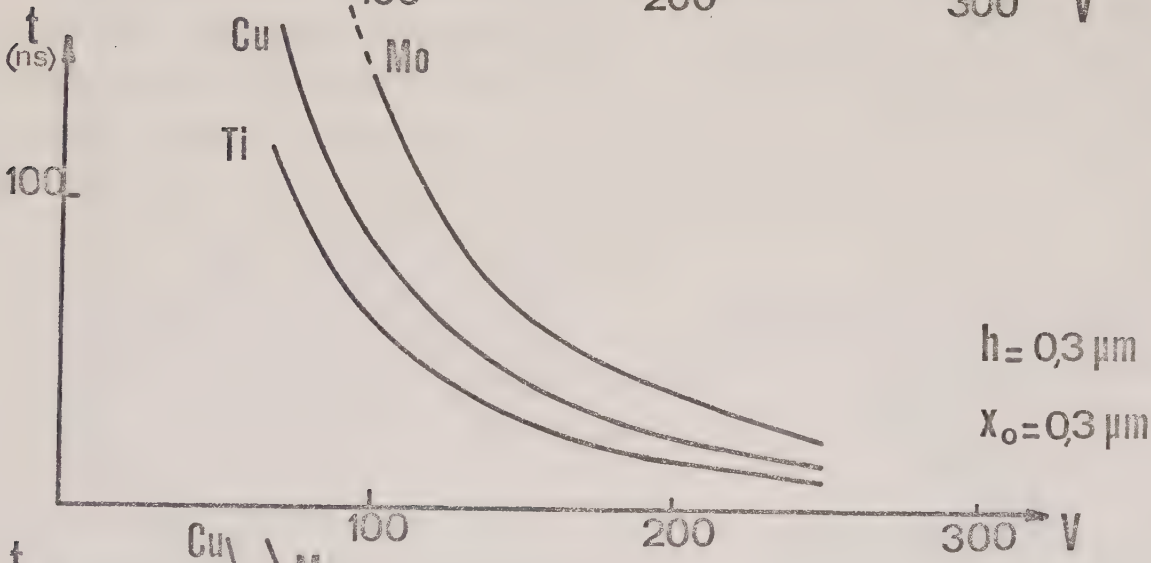

t
(ns)
100
Mo
Cu
Ti
$x_o = 0,6\ \mu m$
$h = 0,3\ \mu m$
100
200
300
400
500
V

Fig 15


t
(ns)
50
Cu
Mo
Ti
100
200
300
V
h = 0,3 µm
x_o = 0,15 µm


t
(ns)
50
Cu
Mo
Ti
100
200
300
V
h = 0,4 µm
x_o = 0,15 µm


t
(ns)
100
Cu
Mo
Ti
100
200
300
V
h = 0,3 µm
x_o = 0,3 µm

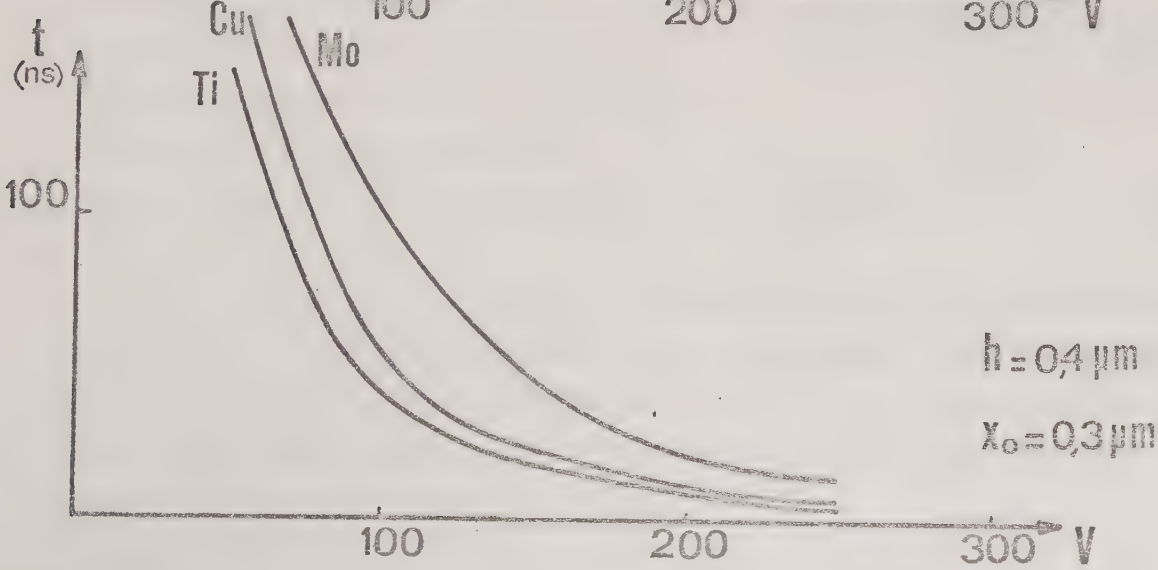

t
(ns)
100
Cu
Mo
Ti
100
200
300
V
h = 0,4 µm
x_o = 0,3 µm

Fig. 18

Il est donc possible de négliger β_2^2 devant β_1^2, si l'irrégularité de l'électrode 1 est suffisamment pointue.
Les deux coefficients deviennent voisins de 1 quand X tend vers zéro; et le calcul du temps de retard au contact effectué en négligeant β_2 donne une valeur par excès.
Les résultats obtenus, représentés sous forme de courbes (Fig. 16), donnent cependant un bon ordre de grandeur du temps de retard pour diverses géométries et divers matériaux.

c. Remarques complémentaires

Trois remarques importantes viennent modifier la portée des calculs précédents:

α) Les situations géométriques considérées dans les calculs correspondent à des états de surface moins probables que celles des cas IIIa ou IIIb. La répartition des irrégularités anodiques et cathodiques est, en effet, tout à fait aléatoire. Dans les situations du type IIIa, IIIb, ou IIIab(Fig.17) deux faits importants sont à noter:
- la distance X_o est mal définie
- les ondes de déformation induites sont complexes et comportent une onde de cisaillement qui subit des réflexions au bout de temps très courts; les ondes réfléchies sur la surface libre ont des vitesses de déplacement venant s'ajouter à celle de l'onde primitive, et ainsi diminuer le temps de retard au contact des électrodes.

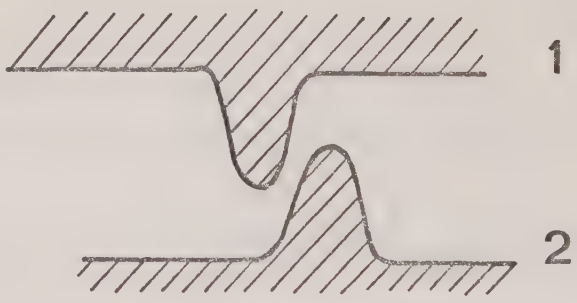


Fig 17

β) Tous les calculs ont été effectués en supposant la température égale à la température anbiante. Or la présence inévitable d'un courant d'émission de champ peut provoquer des élévations locales de température assez importantes.

Les constantes élastiques des matériaux dépendent fortement de la température; par exemple, pour le Titane 115, la charge à la rupture est 54. 10^7 N/m² à 20°C mais devient 23. 10^7 N/m² à 250°C et 15. 10^7N/m² à 400°C, alors que ces températures sont encore éloignées de la température de fusion du Titane: 1670°C. De la même façon, le module d'Young dépendant fortement de la température, les temps de retard au contact des électrodes calculés se trouvent être des valeurs par excès.

γ) Enfin les calculs sont faits dans l'hypothèse de déformations élastiques, permettant d'utiliser les constantes élastiques: E, σ...
Il est intéressant de calculer l'ordre de grandeur de la contrainte appliquée aux irrégularités d'une électrode à température ambiante:

. pour une anode en Titane, et une irrégularité du type Ib. caractérisée par β_∞ = 23. (h=0,3µm, k=0,05)
avec des valeurs typiques: V = 200v
X_o= 0,3µm

on en déduit: β_{Xo} = 11,5

$$p_{élec} = \frac{\varepsilon_o E^2_{loc}}{2} = 26.10^7 \text{ N/m}^2$$

valeur assez proche de la limite élastique du Titane pur 36 à 40 N/m², compte tenu de la remarque sur la température.

. pour une anode en Cuivre, une irrégularité du type Ia (h = 0,1µm , k = 0,05µm) caractérisée par $\beta_\infty \simeq 6$

avec V = 200 V alors β_{Xo} = 4,5
X_o= 0,3µm $p_{élec} \simeq 4. 10^7$ N/m²

alors que la limite élastique du Cuivre est 3 à 12. 10^7 N/m² selon l'état de pureté...

. Dans certains cas, la contrainte peut atteindre la charge à la rupture du matériau: dans le premier exemple avec une électrode en cuivre, la contrainte initiale, pour $X=X_o$, atteint une valeur $26.\ 10^7$ N/m² voisine de la charge à la rupture: 20 à $40.\ 10^7$ N/m².

Ces exemples montrent que dès le début du mouvement, la contrainte est telle que l'approximation des déformations élastiques est erronée. Les conséquences en sont:
- d'une part les temps de retard au contact sont nettement inférieurs à ceux calculés dans le domaine des déformations élastiques.
- d'autre part, les déformations des pointes sont irréversibles, c'est-à-dire que, même si la tension V diminue ou s'annule, par exemple par naissance d'un courant d'émission de champ important, le métal déformé reste dans la position acquise.

De plus, deux limites s'imposent dans le cadre strict du modèle:

- une limite inférieure de tension associée au temps de retard maximum, c'est la tension V_{min} au dessous de laquelle le modèle ne s'applique pas pour expliquer le rapprochement et le contact éventuel des électrodes.
Les milieux ayant été supposés infinis et homogènes, l'onde ne doit pas sortir du milieu pendant le rapprochement:

$$V_{min} \text{ définie par } \quad t_{contact} = t_{propagation} \qquad (34)$$

Pour un milieu de longueur 1mm (diamètre de la sphère) les temps de retard maxima sont 170 ns pour le Titane, 160 ns pour le Molybdène, 200 ns pour le cuivre

- une limite supérieure de tension associée au temps de retard minimum. C'est la tension appliquée V_{max} pour laquelle l'allongement subi par le matériau atteint l'élongation maximale à la rupture.

En appelant L la longueur de la zone de matériau déformée par l'onde pendant le temps de rapprochement t , X_o l'allongement, l'élongation maximale à la rupture étant d'environ 20%, le temps de retard au contact doit satisfaire à la relation:

$$\frac{X_o}{L} < 20\% \qquad \text{soit} \qquad t > \frac{5X_o}{c} \qquad (35)$$

c étant la célérité de l'onde dans le matériau.

En fait l'élongation maximale dépend de nombreux paramètres tels que la nature, l'état de pureté du matériau, la température et est assez mal définie.

Pour les matériaux étudiés, et une distance de l'ordre de 0,3µm la limite minimum de temps est inférieure à 1 ns.

Il est un peu illusoire de déterminer les valeurs limites V_{min} et V_{max} à partir des courbes des figures 15,et 16, compte tenu des remarques précédentes (α,β,γ).

N.B. - Une analogie physique de la propagation des ondes de déformation dans un métal est donnée dans l'annexe III.

B1.4 Disruption dans le cas général: rôle du processus de rapprochement et de la température

Le rapprochement des irrégularités de surface des électrodes, conséquence de la pression électrostatique, dont le mécanisme a été décrit précédemment est pratiquement toujours accompagné d'un autre phénomène physique important: l'émission électronique cathodique.
Le champ électrique local peut prendre une valeur importante à la cathode, et dès qu'il atteint une valeur de l'ordre de 10^9 V/m un courant d'émission de champ notable prend naissance. Le mécanisme de l'émission de champ est décrit plus détail dans la partie C1 , on sait que (Réf. 10) l'expression simplifiée de la densité de courant J s'écrit:

$$J \simeq 1{,}54.\ 10^{-6}\ \frac{E_c^2}{\phi}\ \exp\left[-6{,}82.\ 10^{9}\ \frac{\phi^{3/2}}{E_c}\right] \qquad (36)$$

J densité de courant en A/m^2
E_c champ local à la cathode en V/m
ϕ travail de sortie du métal en eV.

Puisque la densité de courant dépend fortement du champ local à la cathode, la géométrie microscopique des électrodes joue un grand rôle.
Si la cathode présente une pointe analogue à celle de l'anode, le champ cathodique atteint rapidement la valeur critique pendant le rapprochement, puisque dans le cas de cette géométrie symétrique (cas IIa ou IIb de la fig. 7) le champ cathodique vaut:

$$E_c = \beta_1 \frac{V}{X} \qquad (37)$$

Tandis que si la cathode ne présente pas d'irrégularités à faible rayon de courbure, c'est le cas d'une géométrie dissymétrique (cas Ia ou Ib fig. 7) et le champ cathodique est:

(38) $E_c < \frac{V}{X}$ puisque $\beta_2 < 1$ (voir B1.3b)

La principale conséquence de ce courant est l'élévation de température qui se manifeste, même si le courant reste faible à la cathode par effet joule, et à l'anode sous l'effet du bombardement électronique. L'élévation de température peut conduire à trois phénomènes (*):

a) Dans certains cas, si la température reste faible, c'est-à-dire encore éloignée de la température de fusion du matériau considéré, il ne se produit pas d'autre phénomène important que l'accélération du processus de rapprochement: cet aspect a déjà été évoqué dans la remarque β de B1.3.c; les temps de retard au contact calculés sont des valeurs maximales pour les matériaux et distances donnés.
L'échauffement reste faible si le courant reste faible, c'est-à-dire si la géométrie de la cathode rend d'une part le champ cathodique assez faible, et d'autre part la diffusion thermique importante: c'est le cas, par exemple, d'une pointe anodique face à une cathode pratiquement plane (type Ib ou IIab fig

b) Le courant émis, peut dans certains cas provoquer la fusion partielle de l'une ou l'autre des pointes et ainsi conduire au soudage local des électrodes.

c) Enfin le courant peut être suffisamment intense pour vaporiser une quantité importante de matériau anodique ou cathodique. La décharge subséquente, dans la vapeur métallique a été étudiée à des distances plus grandes (d > 0,1mm) par Mesyats, Ravary et Goldman et à de plus faibles distances par Boyle et Germer, Charbonnier... (Ref 11,12,13,14).

(*) Note: les phénomènes liés à la dilatation sont négligeables dans cette théorie; leur rôle sera étudié dans le chapitre III.

Le mécanisme des "arcs" dans le vide à petite distance est étudié plus en détail dans la partie C.

Aux petites distances, ces deux derniers mécanismes sont favorisés dans le cas d'une géométrie symétrique (IIa ou IIb de la figure 7) ou dissymétrique avec une pointe cathodique.

En fait, dans ces trois mécanismes, la nature du matériau intervient aussi par les constantes élastiques, dans la vitesse de rapprochement, et les constantes thermiques: constante de diffusion, température de fusion...

B2. Mécanisme de soulèvement

B2.1 Existence d'agrégats sur la surface des électrodes.

L'observation microscopique des surfaces des électrodes montre, outre l'existence de pointes qui apparaissent comme des irrégularités de surface du matériau, la présence inévitable d'agrégats ou grains de matière non fixés rigidement à la partie massive de l'électrode. L'existence de ces agrégats est due à la nature du matériau de l'électrode et à son état métallurgique ou est conséquence du procédé de polissage.

a) La nature même de l'électrode, ou son état métallurgique peuvent entraîner l'existence d'agrégats. (matériau fritté, par exemple).

b) La plus importante source d'agrégats est le procédé de polissage. Le cas le plus fréquent, c'est-à-dire le polissage mécanique a deux effets: un effet d'abrasion (enlèvement de matériau) et un effet de déformation plastique (pointes couchées,

parties concaves remplies).
Ces agrégats ne sont en général pas rigidement liés au solide massif.

c) Les mouvements de ces agrégats sont régis par les équations classiques de la dynamique.
Compte tenu de leurs dimensions (0,1 à 0,5µm) les temps de propagation des ondes de déformation sont de l'ordre de 30 à 100 picosecondes, tout à fait négligeables devant les durées typiques des phénomènes (quelques dizaines de nanosecondes).

B2.2 Rôle des agrégats dans les disruptions à grande distance.

Le rôle des parties de matière peu liées au solide massif, est déjà bien connu dans les mécanismes de disruption sous vide à grande distance depuis que Cranberg, en 1952, a émis la théorie des microparticules (Réf. 15) .

Les microparticules chargées sont arrachées sous l'effet du champ électrostatique à l'une des électrodes; elles sont accélérées dans l'espace inter-électrode, et frappent l'autre électrode. D'après Cranberg, la disruption peut s'amorcer si l'énergie libérée par le choc est au moins égale à une valeur limite W_o par unité de surface. La charge de la microparticule étant proportionnelle au champ électrique E_o sur l'électrode de départ, la condition d'amorçage s'écrit alors, en appelant V la différence de potentiel appliquée:

$$V E_o > C \qquad \text{où C est une constante.}$$

Dans le cas d'un champ uniforme $E_o = \frac{V}{x_o}$, x_o étant la distance inter-électrode. La condition de disruption s'écrit alors:

$$V > (Cx_o)^{1/2} \qquad (39)$$

La relation (39) est assez bien vérifiée expérimentalement avec $C = 10^{13}$ V^2/m pour des distances comprises entre 1mm et plusieurs cm.

La théorie de Cranberg a été ultérieurement longuement développée (Réf. 16,17,18,19). De nombreux travaux ont concerné notamment la forme, les dimensions, la vitesse des micro-particules.

B2.3 Rôle des agrégats dans les disruptions à petite distance

Les agrégats arrachés aux électrodes n'ont pas le même rôle aux très petites distances.

l'énergie gagnée dans l'espace inter-électrode est nécessairement faible, et la condition (39) n'est en général pas vérifiée. Cependant un autre mécanisme peut être envisagé.

Certains agrégats de forme allongée (microcopeaux couchés par le polissage) peuvent être soulevés sous l'action des forces électrostatiques.

Dans certains cas, leurs dimensions peuvent être supérieures à la distance inter-électrode, et leur rapprochement de l'électrode opposée peut conduire à une disruption par un mécanisme de contact local.

Comme pour le mécanisme de rapprochement décrit en B1, l'effet du soulèvement des agrégats est pratiquement toujours accompagné d'autres phénomènes physiques comme l'échauffement, conséquence du courant d'émission de champ. Il peut donc conduire soit au contact local des électrodes, soit à un mécanisme d'arc et les remarques du paragraphe B1.4 s'appliquent aussi à son cas.

B2.4 Mécanisme de soulèvement - calculs numériques

Le calcul présenté a uniquement pour but de déterminer un ordre de grandeur des forces mises en jeu et de calculer, à l'aide d'un modèle mathématique très simple, le temps de retard à la disruption; ce calcul permet uniquement de déterminer si ce type de mécanisme est a priori possible et dans quelles conditions.

a) Conditions sur la géométrie.

Aux très petites distances, les disruptions provoquées par explosion d'un agrégat arraché à une électrode, n'étant pratiquement pas possibles, l'énergie dissipée au moment du choc étant trop faible, seules sont envisageables les disruptions dues au contact avec l'électrode opposée d'un agrégat allongé pivotant autour de son pied: ceci suppose deux conditions géométriques:

- d'une part que le microcopeau est suffisamment allongé pour pouvoir aller toucher, en pivotant, l'électrode opposée c'est-à-dire que sa hauteur h vérifie la relation:

$$h > X_0$$

- d'autre part qu'il est relativement peu lié à la partie massive de l'électrode, c'est-à-dire par exemple que son pied présente une diminution de section qui constitue la charnière du pivotement. (Fig. 18)

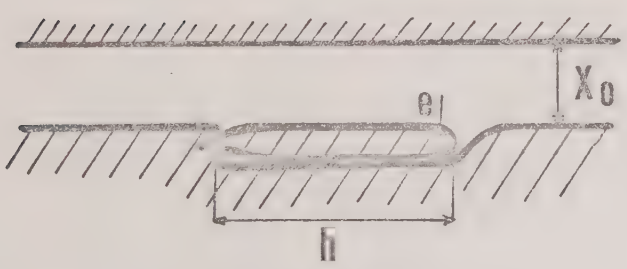


Fig 18

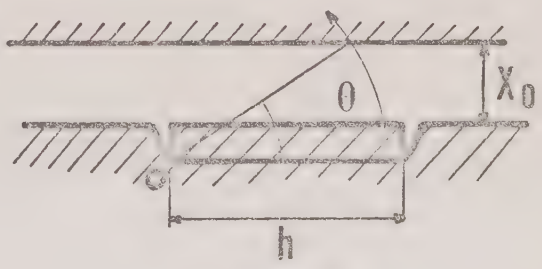


Fig 19

b) Modèle mathématique

A l'aide d'un modèle mathématique simple, nous pouvons calculer l'ordre de grandeur des forces en présence, du couple de pivotement et justifier l'existence des conditions géométriques énoncées.

hypothèses:

. le copeau est représenté par une plaque de dimensions h et l, d'épaisseur e, elle est supposée, articulée en O (Fig. 19)

. la force électrostatique F est supposée, appliquée au centre de gravité de la plaque, normalement à la plaque

. le champ électrique est supposé constant sur toute la surface de la plaque et égal à $\frac{V}{X_o}$ (les effets de bord sont négligés)

. l'amortissement est négligé, et on ne considère pas d'autre phénomène physique que l'attraction.

Remarque: la force F est supposée agir normalement à la plaque pendant tout le mouvement, et garder une valeur constante; le calcul est donc très grossier, mais en fait le champ devenant de plus en plus grand à l'extrémité soulevée de la pointe, donc bien supérieur à $\frac{V}{X_o}$ il est un peu illusoire de tenir compte de l'inclinaison de la force F.

Calcul des forces

En appelant h, l, e, les dimensions de la plaque

M sa masse, ρ la densité

S sa surface

X_o la distance entre les électrodes

V la tension appliquée

la force électrique est égale à:

$$F = \frac{\varepsilon_o E_o^2}{2} S = \frac{\varepsilon_o S}{2} \frac{V^2}{X_o^2} \qquad (40)$$

exemple numérique $h = 0,6\mu m$ matériau: Titane
$l = 0,3\mu m$ $\rho = 4500\ kg/m^3$
$e = 0,1\mu m$

alors $S = 18.10^{-18}\ m^2$

$M = 8,1.10^{-17}\ kg$

pour $X_o = 0,3\mu m$ et $V = 100\ V$

$F = 8,84\ 10^{-8}\ N$

Il est difficile de déterminer la force d'adhésion du microcopeau au plan; nous allons seulement montrer que, pour que l'effet de soulèvement soit possible, la plaque ne doit pas être rigidement liée au plan.

Pour s'en rendre compte nous pouvons calculer la force nécessaire pour déplacer d'un angle θ_m l'extrémité libre, d'une plaque encastrée.

L'expression du moment $\mathcal{M}$ de la force F appliquée au milieu de la plaque de hauteur h (voir figure 20) est

$$\mathcal{M} = -F\ (x - \frac{h}{2}) \qquad (41)$$

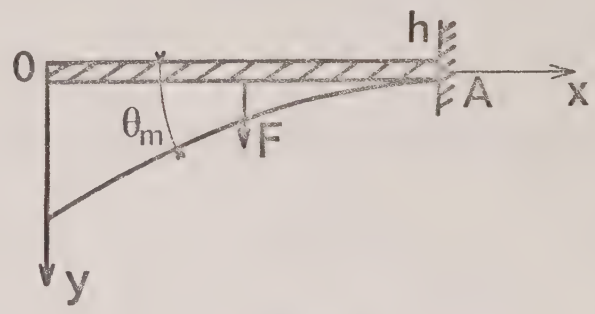


Fig 20

d'après les équations de la flexion, on a:

$$\frac{d^2y}{dx^2} = -\frac{\mathcal{M}}{E I_z} \qquad (42)$$

$\mathcal{M}$: moment de la force appliquée
E: module d'Young
I_z: moment quadratique de la section de la plaque

avec les conditions aux limites $\frac{dy}{dx} = 0$ et $y = 0$ pour $x = h$

on a: $$y = \frac{F}{2EI_z}\left(\frac{x^3}{3} - \frac{hx^2}{2} + \frac{h^3}{6}\right) \qquad (43)$$

le déplacement en 0 est donc: $$y = \frac{Fh^3}{12EI_z} \qquad (44)$$

le moment quadratique I_z vaut $$I_z = \frac{le^3}{12} \qquad (45)$$

d'où la force F nécessaire, pour obtenir un déplacement y

$$F = E\,\frac{le^3}{h^3}\,y \qquad (46)$$

application numérique: $l = 0{,}3\mu m$; $h = 0{,}6\mu m$; $e = 0{,}1\mu m$
$y = X_o = 0{,}3\mu m$
$E = (\text{Titane}) = 12.10^{10} N/m^2$

on obtient: $F = 18.\ 10^{-4} N$

Nous voyons que cette force n'est pas du tout du même ordre de grandeur que la force électrique, même en tenant compte du fait que cette dernière a été calculée nettement par défaut.

Calcul des couples

. Nous supposons constant le couple moteur d'origine électrique, et égal à :

$F.\frac{h}{2}$ (valeur numérique: $2{,}65.\ 10^{-14}$ mN)

. le couple résistant, supposé faible, peut être introduit de diverses façons: - un couple résistant constant Γ_r
- un couple résistant proportionnel à l'écart θ .

. le moment d'inertie par rapport à 0 est

$$J_o = \frac{1}{3} M h^2$$

dont la valeur numérique est dans l'exemple choisi

$$J_o = 9{,}72.\ 10^{-30}\ kg.m^2$$

c. calcul d'un ordre de grandeur du temps de retard au conta

cas d'un couple résistant constant

L'équation du mouvement s'écrit alors:

$$J_o\theta'' = F\frac{h}{2} - \Gamma_r$$

d'où le temps de retard pour un écart angulaire θ_m:

$$t = \sqrt{\frac{2\,\theta_m\,J_o}{F\frac{h}{2} - \Gamma_r}} \qquad (47)$$

application numérique: dans l'exemple choisi $\theta_m = 30°$

pour $\Gamma_r = 10^{-14}$ mN $\qquad$ t = 25 ns

$\Gamma_r = 2.10^{-14}$ mN $\qquad$ t = 39 ns

cas d'un couple résistant proportionnel à écart angulaire

L'équation du mouvement s'écrit alors:

$$J_o\theta'' + C_r\theta = F\frac{h}{2}$$

d'où le temps de retard au contact pour un écart angulaire θ_m

$$t = \sqrt{\frac{J_o}{C_r}}\ \text{Arccos}\ \left(1 - \frac{2C_r\theta_m}{F\,h}\right) \qquad (48)$$

application numérique pour $\theta_m = 30°$

pour $C_r = 2.10^{-14}$ mN/rad $\qquad$ t = 20 ns

$C_r = 5.10^{-14}$ mN/rad $\qquad$ t = 22 ns

Le calcul effectué est très grossier, cependant on doit noter que le champ électrique apparaissant dans les calculs ($E_o = \frac{V}{X}$) est bien inférieur au champ réel, qui d'une part n'est pas uniforme sur le microcopeau considéré, d'autre part augmente pendant le mouvement, particulièrement à l'extrémité soulevée de la pointe; l'effet de soulèvement se double d'une déformation de la pointe.

C. Mécanisme des "arcs" dans le vide.

C1. L'émission électronique par effet de champ.

Des expériences dues en particulier à Millikan et Eyring, en 1926 ont mis en évidence un phénomène d'émission électronique d'un métal dans le vide, sous champ très élevé. Fowler et Nordheim ont les premiers présenté une théorie simplifiée du phénomène pour une barrière de potentiel triangulaire ne tenant pas compte de la courbure près de la surface (Effet Schottky) . (Réf. 20).

D'autres travaux ont été effectués dans la suite, en faisant intervenir la température T du métal. De l'expression globale de l'émission électronique d'un métal de travail de sortie ϕ, à température T et soumis à un champ électrique $\vec{E}$, donnée par Murphy et Good (Réf. 21), on peut déduire les lois asymptotiques de Richardson-Schottky, approximation valable pour les hautes températures (supérieures à 1000°K) et de Fowler-Nordheim pour les températures plus faibles.

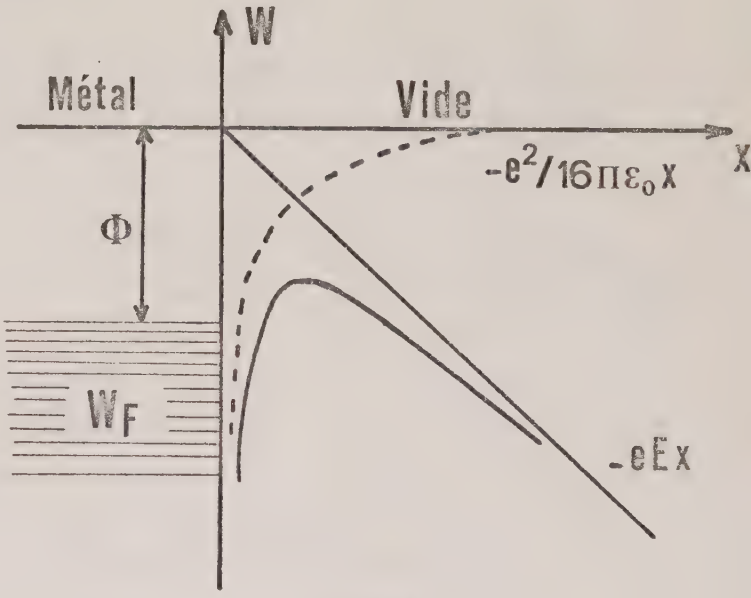


Fig 21

Approximation de Richardson-Schottky

C'est l'émission thermoionique; la formule n'est valable que dans certaines conditions liées en pratique à la température (T > 1000°K)

$$\bar{J} = \frac{\bar{T}^2}{2\pi^2}\left[\frac{\sin\pi d}{\pi d}\right]^{-1} \exp\left[-\frac{\bar{\phi} - \sqrt{\bar{E}_1}}{\bar{T}}\right] \qquad (49)$$

$\bar{J} = J/B_1$ $\qquad B_1 = 2{,}37\ 10^{18}$ A/m²

$\bar{E}_1 = E_1/B_2$ $\qquad B_2 = 5{,}16\ 10^{11}$ V/m

$\bar{\phi} = \phi/B_3$ $\qquad B_3 = 27{,}28$ eV

$\bar{T} = kT/B_3$ $\qquad d = \bar{E}_1^{3/4} / \pi\bar{T}$

J : densité de courant; $\qquad E_1$: champ électrique

ϕ : travail de sortie ; $\qquad$ T : température absolue

Approximation de Fowler-Nordheim.

Si la température reste basse, l'expression de la densité de courant J en fonction du champ électrique E_1 et du travail de sortie du métal ϕ est

à 0°K $\qquad J_{oE_1} = \frac{e^3 E_1^2}{16\pi^2 \hbar \phi t^2(y)} \exp\left[-\frac{4(2m)^{1/2}}{3\hbar e} \frac{\phi^{3/2}}{E_1} v(y)\right]$ $\qquad (50)$

e, m $\qquad$ charge et masse de l'électron

E_1 $\qquad$ champ électrique local

h $\qquad$ constante de Plank

ϕ $\qquad$ travail de sortie du métal

v(y), t(y) fonctions tabulées de la variable y

$$y = \frac{\sqrt{e^3 E_1}}{\phi} \simeq 3{,}79\ 10^{-4} \sqrt{E_1}/\phi$$

on pose

$$A = \frac{e^3}{16\pi^2\hbar} \simeq 1{,}54\ 10^{-6}$$

$$B = \frac{4\sqrt{2m}}{3\hbar e} \simeq 6{,}87\ 10^{7}$$

$$C = \frac{\hbar e}{2\sqrt{2m}} \frac{E_1}{\sqrt{\phi}\, t(y)} \simeq 9{,}25\ 10^{-9} \frac{E_1}{\sqrt{\phi}}$$

compte tenu de la température, on obtient:
en posant

$$p = \frac{kT}{C} = 9{,}3\ 10^{3}\ \phi^{1/2}\ \frac{T}{E_1}$$

$$J_{TE_1} = J_{oE_1}\ \frac{\pi p}{\sin \pi p} \qquad \text{(Réf. 4)} \qquad (51)$$

C2 Amorçage des "arcs" à petite distance

Un milieu où règne une très basse pression, telle que le produit pression-distance soit très inférieur au minimum de Paschen, peut être le siège de décharges à basse impédance, ou arcs, bien que les processus liés aux décharges dans les gaz ne soient pas possibles.
Dans le cas d'électrodes aux surfaces propres, dégazées et polies, séparées par un espace très petit (quelques dizaines de micromètres) où règne une très basse pression, inférieure à 10^{-7} torr par exemple, l'amorçage des arcs est essentiellement lié à l'émission électronique due au champ électrique.
Les autres mécanismes de disruption dans le vide, tels que microparticules, échange de particules chargées entre les électrodes... n'interviennent pas à ces distances (Réf. 4), ou peuvent être rattachés aux mécanismes de déformation que nous avons envisagés.
Ainsi les causes principales d'amorçage des arcs dans le vide, à petite distance sont:

1) un chauffage excessif de la pointe cathodique dû au courant électronique émis auquel est associée une instabilité thermique (arcs cathodiques)

2) une puissance excessive du faisceau électronique arrivant à l'anode (arcs anodiques).

Remarque: un bombardement ionique trop important d'une pointe cathodique est aussi une cause d'amorçage d'un arc.
Mais ce processus n'est surtout qu'une conséquence des deux autres en ultra-vide.

C2.1 Mise en équation

On considère sur la cathode, une pointe représentée classiquement par un cylindre terminé par une demi-sphère.
La distorsion du champ étant très localisée au voisinage de la pointe, on peut considérer que les irrégularités ne s'influencent pas entre elles.

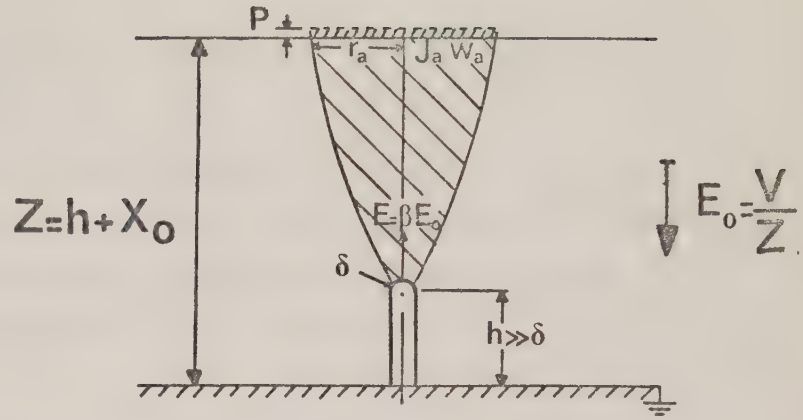


Fig 22

Les électrons émis par la pointe, acquièrent une vitesse transverse et leur trajectoire est avec une bonne approximation radiale sur quelques rayons de pointe puis parabolique.
Le faisceau électronique émis par une surface pratiquement égale à $\pi\delta^2$ sur la pointe frappe l'anode sur une surface de rayon r_a. En négligeant l'effet de la charge d'espace, on obtient ainsi (Réf. 4):

$$r_a = 2\,(\beta\delta Z)^{1/2} \qquad \text{pour } \beta >> 3 \qquad (52)$$

la valeur de β à utiliser étant β_{X_o} déduite de β_∞ par la relation (32). La densité d'énergie à l'anode est ainsi:

$$W_a = \frac{I\,V}{\pi\, r_a^2} = \frac{\delta J_1 E_1}{4\beta^2} \qquad \begin{matrix} E_1 \text{ champ à la pointe} \\ J_1 \text{ densité de courant} \end{matrix} \qquad (53)$$

Les critères qui définissent le seuil au-delà duquel les électrodes émettent des vapeurs métalliques sont:

- la densité de courant d'émission cathodique, puisqu'on suppose que l'échauffement est dû à des phénomènes tels que l'effet joule dépendant uniquement de la densité de courant J_1, on définit ainsi une densité critique J_c à laquelle correspond, d'après l'équation de Fowler-Nordheim un champ critique E_c.
- la densité de puissance W_M à l'anode.

Charbonnier a pu obtenir ainsi la valeur limite du coefficient β déduite de (53):

$$\beta_o = \left[\frac{\delta J_c E_c}{4 W_M}\right]^{1/2} \qquad (54)$$

ainsi pour une pointe cathodique longue et fine $\beta > \beta_o$ la disruption s'amorce par une instabilité thermique à la cathode.

Pour une pointe cathodique telle que $\beta < \beta_o$ la disruption peut s'amorcer par un échauffement de l'anode.

C2.2 Instabilité thermique à la cathode.

C'est un mécanisme connu depuis longtemps (Réf. 24,25).
Le calcul du courant émis J_1 doit tenir compte de la température T_o de l'extrémité de la pointe. Celle-ci dépend de trois échanges d'énergie:

1) échauffement de la pointe par effet Joule

2) échauffement ou refroidissement par effet Nottingham du à la différence d'énergie moyenne entre les électrons émis et les électrons de conduction,

3) refroidissement de la pointe par rayonnement et conduction dans celle-ci.

La capacité thermique de la pointe étant très faible, l'équilibre est rapidement obtenu, et le problème peut être résolu à l'aide de l'équation de l'état stationnaire. Celle-ci montre que pour des métaux peu fusibles, la température de la cathode peut atteindre de fortes valeurs, supérieures à la température d'inversion de l'effet Nottingham T_i - température au-dessus de laquelle, il se produit un refroidissement de la pointe-.
Ainsi la pointe cathodique peut dans ce cas supporter des densités de courant importantes.
Au contraire, pour des métaux moins réfractaires, comme le cuivre, l'échauffement de la pointe conduit plus rapidement à la vaporisation, l'effet de refroidissement ne se produisant pas.

C2.3 Echauffement de l'anode.

La distribution de température dans l'anode peut être calculée en supposant que l'énergie est dissipée uniformément, que le rayon du spot anodique r_a est grand par rapport à la profondeur de pénétration des électrons P, et que les électrons perdent uniformément leur énergie sur la profondeur P.
Avec ces hypothèses, le profil de température a pu être déterminé dans l'anode (Réf. 4).

La figure 23 représente le profil de température pour diverses valeurs de t/τ. La constante de temps thermique τ est égale à

$$\tau = \frac{P^2 \rho_a c_a}{2K_a}$$

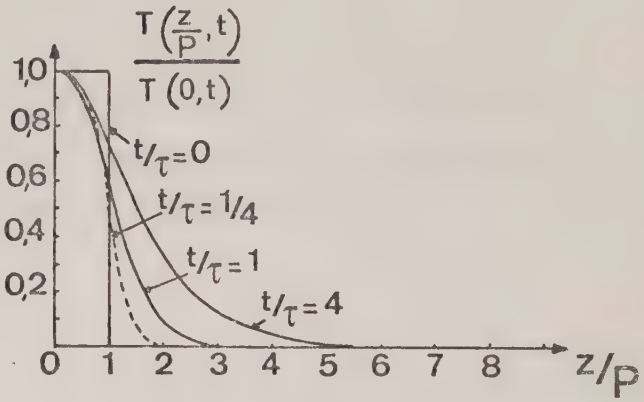


Fig 23

ρ_a densité du matériau
c_a chaleur massique
K_a constante de ~~diffusion~~ conduction thermique.
P profondeur de pénétration des électrons.

La constante de temps est une fonction de la tension appliquée, par l'intermédiaire de la profondeur de pénétration P, et est inférieure à la nanoseconde pour les tensions utilisées (quelques centaines de volts).
Le comportement de l'anode sous l'effet du bombardement électronique dépend de la durée des impulsions; voyons les deux cas extrêmes

. pour des impulsions très courtes de durée t_o, il n'y a pas de diffusion et l'élévation de température est

$$t_o \ll \tau \qquad \Delta T = W_a t_o / P c_a \rho_a \qquad (55)$$

De l'élévation maximale de température ΔT_M, on peut déduire avec la relation (54) la valeur limite β_o.

. pour des impulsions longues, ou une tension continue, c'est l'état stationnaire et on a:

$$t_o \gg \tau \; r_a^2/P^2 \qquad \Delta T = W_a r_a / K_a \qquad (56)$$

C2.4 Etude expérimentale.

De nombreuses preuves expérimentales pour des distances allant de quelques µm à quelques 100 µm, viennent à l'appui de cette théorie (Réf. 4, 14). Les mesures en régime prédisruptif des rayonnements de transition montrent l'existence des deux amorçages: pour $\beta > \beta_0$, le spot incandescent apparaît d'abord à la cathode, tandis que pour $\beta < \beta_0$, le spot apparaît d'abord à l'anode. Dans ce cas, la densité de courant à la cathode est beaucoup plus petite. Pour des impulsions longues l'amorçage anodique est favorisé, mais le processus est limité par la réduction de l'espace inter-électrode due à la dilatation des électrodes. Dans le cas d'impulsions courtes, le mécanisme cathodique est favorisé conformément à la théorie.

C2.5 Conclusion

Ainsi le processus d'amorçage d'un arc dans le vide, pour une distance inter-électrode variant de 0,5 µm à quelques dizaines de µm dépend de la géométrie de l'espace inter-électrode, du coefficient d'amplification β des pointes cathodiques, de la nature des électrodes.
La disruption d'origine thermique peut être amorcée soit à l'anode, si $\beta<\beta_0$, soit à la cathode si $\beta>\beta_0$.
Par ailleurs une grande durée de l'impulsion de tension appliquée tend à favoriser une disruption d'origine anodique.

C3. Développement des arcs à petite distance

C3.1 Remarques générales

. La courbe de la tension de disruption (en tension impulsionnelle) en fonction de la distance est représentée figure 24 pour des électrodes de Tungstène. (Réf. 14). Compte tenu de la variation de β en fonction de la distance obtenue expérimentalement par les mêmes auteurs, Alpert et Lyman montrent que

la disruption se produit quand le champ électrique local atteint une valeur critique pratiquement constante: 6,5 10^9V/m (Réf.26).

. Dans tous les types d'arcs à ces distances, on doit noter que la plus grande partie du courant est d'origine électronique, d'une part à l'amorçage, d'autre part durant l'arc lui-même. De plus l'arc est caractérisé par la présence d'une vapeur métallique à haute pression, dans l'espace inter-électrode.

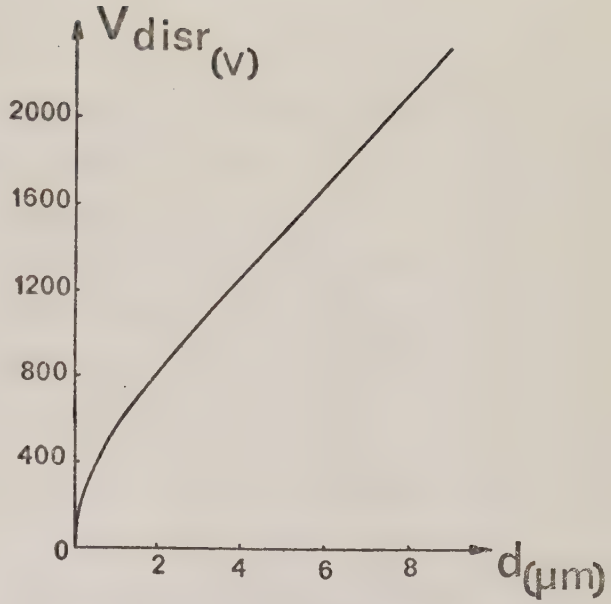


Fig 24

C3.2 Arcs d'origine cathodique

Comme on l'a vu dans C2.2, ces arcs sont amorcés par une instabilité thermique à la cathode. Le courant d'émission de champ issu d'une pointe cathodique échauffe celle-ci.
Dès que la température de la pointe atteint localement une valeur suffisante, du matériau cathodique s'évapore, et est ionisé par le faisceau électronique; la conséquence en est double: les ions formés sont attirés vers la cathode, la bombardent et augmentent sa température, les ions neutralisent la charge d'espace due aux électrons émis, ce qui a pour effet de provoquer une nouvelle augmentation du courant électronique.
Le rôle du gaz adsorbé dans la cathode se manifeste de deux façons: il se produit une désorption avant la vaporisation du métal, quand la température augmente; il facilite l'émission électronique en diminuant le travail de sortie. Ces mécanismes cathodiques ont été vérifiés expérimentalement jusqu'à des distances de l'ordre du millimètre (Réf. 26).

C3.3 Arcs d'origine anodique

Ce mécanisme, où l'échauffement se produit à l'anode sous l'effet du bombardement électronique, semble favorisé aux petites distances, inférieures à 10 µm.(Réf. 14,27,28). Un faisceau électronique est émis d'une pointe cathodique telle que $\beta<\beta_o$. Les calculs et les expériences montrent qu'il y a très peu de collisions ionisantes dans l'espace inter-électrode. L'énergie du faisceau électronique est dissipée à l'anode; son action se fait d'abord sur les gaz adsorbés à l'anode; puis le métal de l'anode lui-même est ensuite vaporisé. D'une part, les différents gaz issus de l'anode sont ionisés par le faisceau d'électrons, d'autre part des ions peuvent être émis directement par l'anode sous l'action du faisceau; les ions se déplacent sous l'action du champ vers la cathode et viennent progressivement neutraliser la charge d'espace électronique, ce qui augmente considérablement le champ électrostatique.

C4. Analyse expérimentale des deux types d'arcs.

Outre l'observation directe des deux types d'amorçage d'arcs, un certain nombre de faits expérimentaux les différencient nettement (Réf. 28,29). L'observation au microscope des surfaces des électrodes caractérise chacun des deux arcs. L'arc anodique se caractérise par l'existence d'un ou plusieurs puits circulaires sur l'anode, c'est-à-dire des traces de fusion, tandis qu'à la cathode on détecte du matériau anodique. L'arc cathodique est caractérisé par de multiples traces de fusion très localisées, sur la cathode, et une anode où on détecte généralement, un léger dépôt de matériau cathodique. D'autres différences sensibles apparaissent entre les deux types d'arcs.

a) tension d'amorçage (Réf. 29)
la figure 25 représente le nombre d'arcs anodiques (en %) en fonction de la tension d'amorçage V_d pour des électrodes en Palladium.

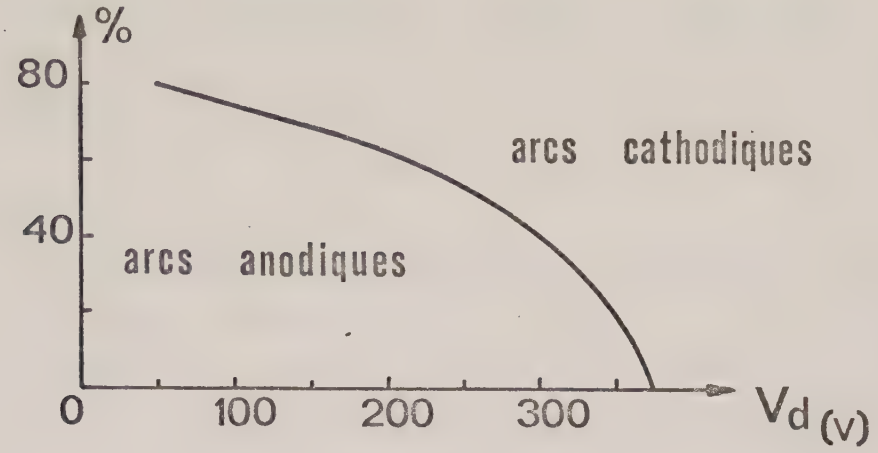


Fig 25

On note que les arcs anodiques sont amorcés à des tensions généralement plus faibles que les arcs cathodiques.

b) soudage des électrodes (Réf. 29)
Pour des électrodes de Palladium, et des impulsions appliquées de 50 à 400 V, les électrodes sont presque toujours soudées par un arc anodique, et rarement soudées par un arc cathodique.

c) tension d'arc (Réf. 29)
Les arcs anodiques sont caractérisés par une tension d'arc, ou tension résiduelle relativement faible, c'est-à-dire en moyenne 11,5 V pour une tension d'amorçage de 300 V.
Les arcs cathodiques sont caractérisés par des tensions résiduelles plus importantes: 16 V pour V_d = 300 V
18 V pour V_d = 400 V

La différence de tensions d'arc entre les deux types, pourrait être due à la plus ou moins grande efficacité, d'une même quantité de vapeur transformée en ions pour neutraliser la charge d'espace électronique.

d) durée de l'arc

Les arcs cathodiques durent généralement plus longtemps que les arcs anodiques: ceux-ci se terminant souvent par le soudage des électrodes.

e) valeur du champ électrique moyen à l'amorçage.

La moyenne statistique des champs macroscopiques d'amorçage est environ 4 10^8 V/m pour les arcs cathodiques, tandis qu'elle vaut 9 10^8 V/m pour les arcs anodiques.

f) Transfert de matériau

Les transferts de matériau, mesurés après chaque essai (Réf. 29) sont illustrés sur la fig. 26. Elle représente les gains ou pertes en centimètres cubes de métal par joules dissipés dans l'arc en fonction de la tension d'amorçage.
Dans les arcs anodiques, le transfert a lieu dans les deux sens, mais plus important de l'anode vers la cathode.
Dans les arcs cathodiques le transfert se fait surtout de la cathode vers l'anode.

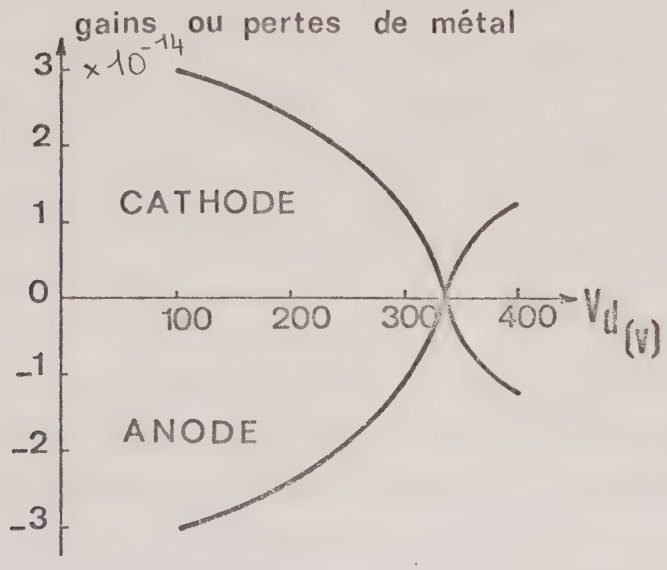


Fig 26

CHAPITRE II : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET METHODE EXPERIMENTALE.

L'étude des décharges, dans le vide, à faible distance pose un certain nombre de difficultés expérimentales:

- réalisation d'un système de déplacement des électrodes assurant fidélité et précision, et contrôle de ces déplacements à l'échelle du micromètre.
- réalisation d'une pression suffisamment basse
- choix de la géométrie des électrodes et vérification des états de surface.
- insensibilité du dispositif aux vibrations, élévations de température ...

A. Dispositif expérimental: aspect mécanique

A1. Système de déplacement des électrodes

a. impératifs et difficultés

Le problème fondamental est de placer des électrodes à des distances de l'ordre de 1 micron ou moins.
Le système utilisé doit être caractérisé par:
- une bonne précision, de l'ordre de 0,1µm
- une bonne linéarité dans le domaine de déplacements concerné
- une bonne fidélité.

b. description

Les divers problèmes ont été résolus en utilisant un dispositif purement mécanique de principe simple: les mouvements de la tige d'une butée micrométrique (précision 1/100 mm) sont réduits par un système de deux leviers couplés; chaque levier démultiplie le mouvement dans un rapport 1/10 . L'action sur la vis micrométrique se traduit donc par un déplacement d'une des électrodes de 0,1µm par division.

Le bâti en duralumin est fixé à l'enceinte par un tube de laiton dans lequel glisse la tige de la butée micrométrique (extérieure à l'enceinte à vide). Celle-ci pousse un premier levier vertical: la rotation s'effectue par déformation élastique d'une mince lame d'acier.
Le déplacement ainsi obtenu est transmis, de la même manière à un deuxième levier, situé horizontalement, qui tire le support de l'électrode. Des lames d'acier, judicieusement placées permettent les rotations des leviers, la transmission du mouvement et le guidage du mouvement du support d'électrode.
Les dimensions du système: bâti, leviers... sont calculées pour assurer le rapport de réduction de 1/10 par levier (voir schéma, Fig. 27).
L'une des électrodes est solidaire d'une vis micrométrique permettant le réglage grossier des distances (résolution 10µm), elle est bloquée pendant les expériences, donc fixe par rapport au bâti.
L'autre fixée sur son support se déplace parallèlement à elle-même, de bas en haut, sous l'action de la vis micrométrique extérieure - réglage fin, résolution 0,1µm - (voir photographies.)

c. conclusion

Le système ainsi réalisé permet d'obtenir les déplacements souhaités: sa résolution est de 0,1µm, la linéarité est assurée puisque les déformations des lames d'acier restent dans le domaine élastique (petits mouvements)
Les déplacements sont de faible amplitude et le métal des lames ne fatigue pas. Ces lames assurent de plus le guidage du mouvement de l'électrode: celle-ci se déplace parallèlement au bâti avec une course verticale d'environ 150µm.
Enfin la fidélité du système est liée à celle de la butée micrométrique et à l'hystérésis de déformation des lames d'acier. Dans la pratique, les déplacements sont toujours faits dans le même sens.

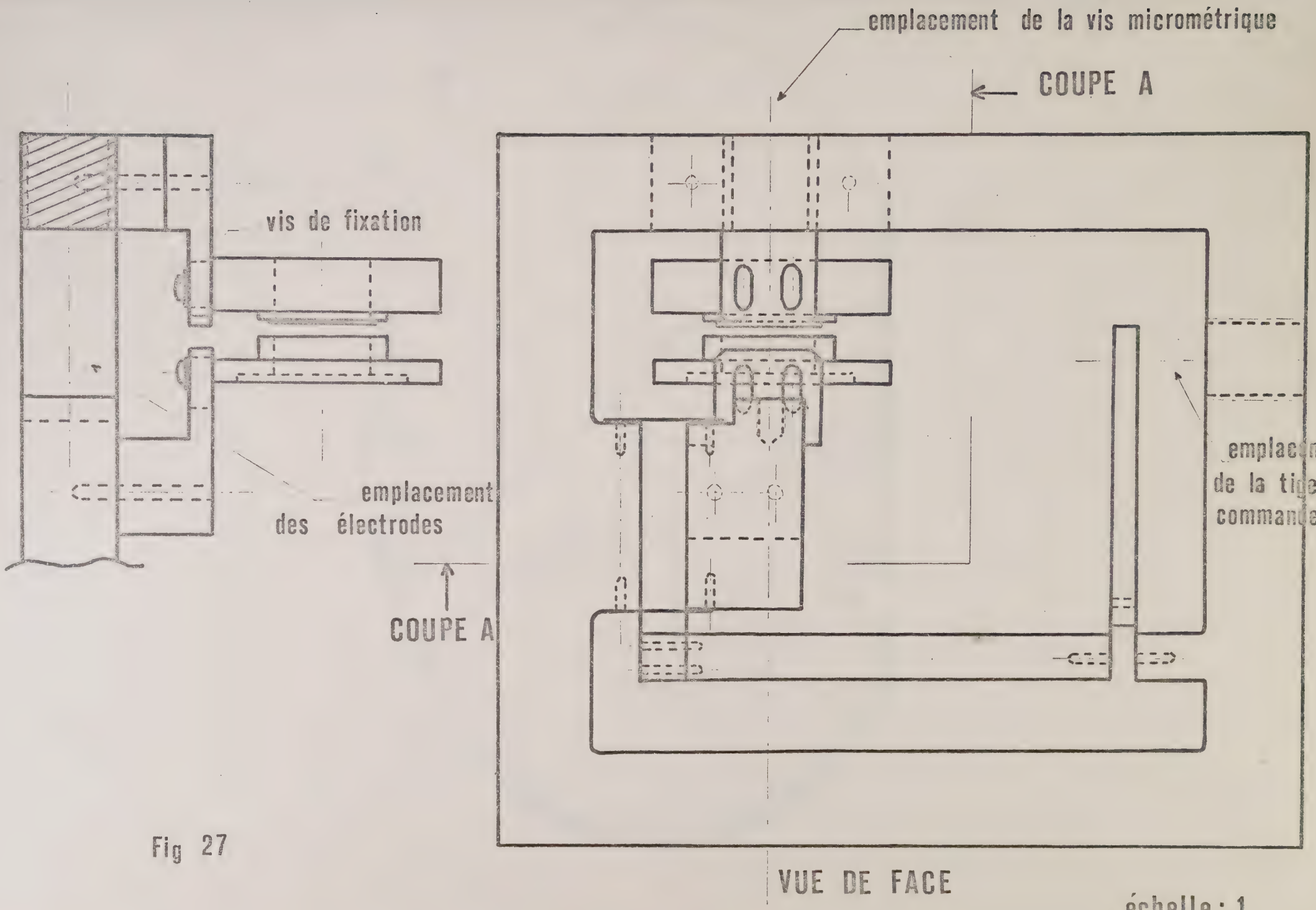
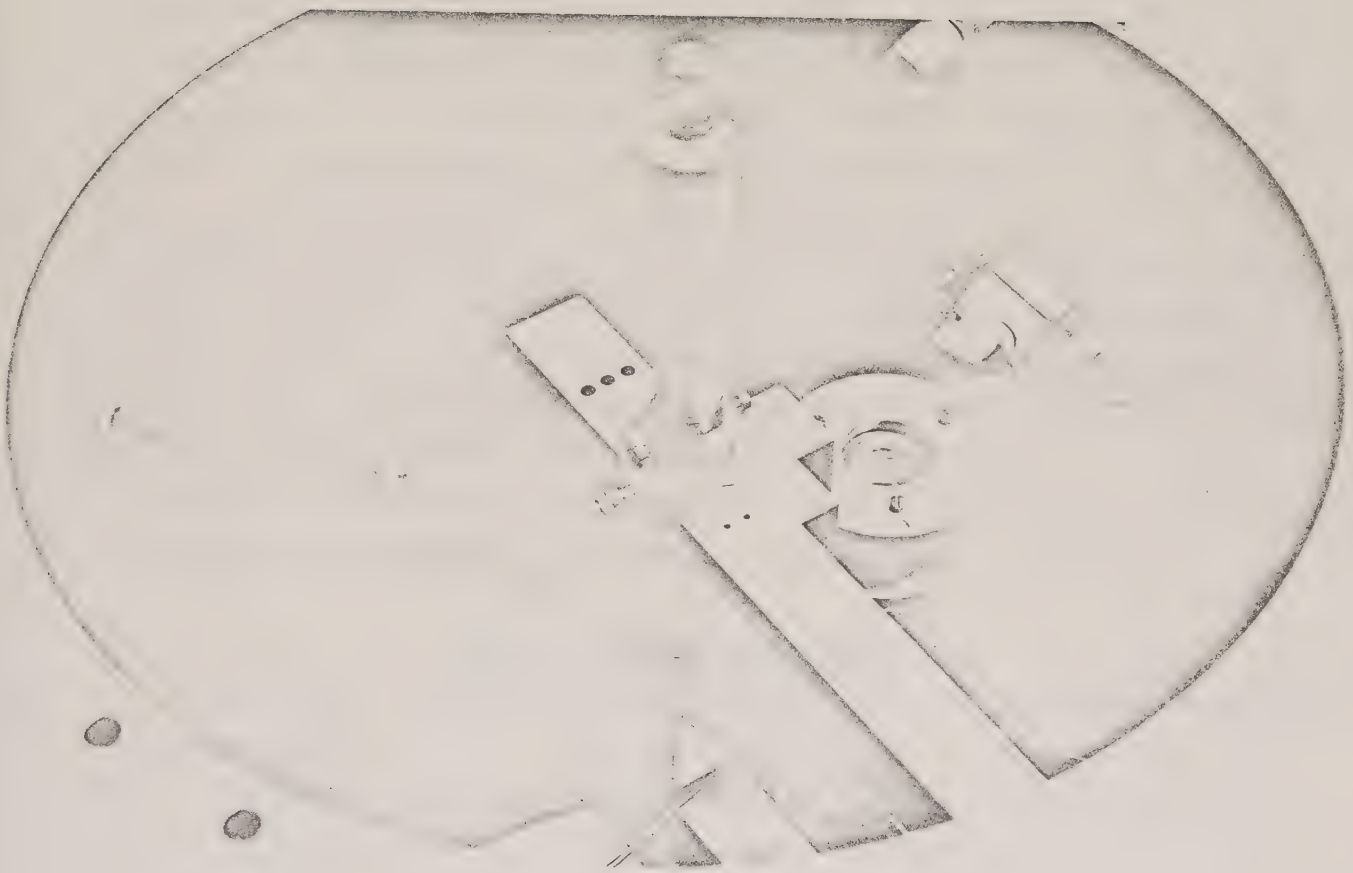

emplacement de la vis micrométrique
COUPE A
vis de fixation
emplacement
des électrodes
COUPE A
emplacement
de la tige de
commande
VUE DE FACE
échelle : 1

Fig 27



A2. Contrôle des déplacements

a. principe et description

Le déplacement des électrodes est contrôlé grâce à une méthode interférométrique: Deux miroirs - à couche métallique, facteur de réflexion 90% - sont solidaires des supports des électrodes; ils forment un interféromètre Fabry-Perot éclairé par la lumière d'un laser Hélium-Néon (6328 Å) situé à l'extérieur de l'enceinte et dont le faisceau est dirigé vers l'interféromètre après réflexion sur des miroirs en cuivre poli. (voir schéma Fig.2
On observe le système de franges d'interférence par transmission, dont le déplacement donné celui des électrodes.

Chacun des miroirs de l'interféromètre est placé dans un support en laiton: le miroir inférieur est fixe dans son support, lequel est solidaire de l'électrode mobile; le miroir supérieur, dont le support est fixe par rapport au bâti, est mobile dans son support: trois vis de réglage permettent de le rendre parallèle au miroir inférieur et ainsi d'obtenir des anneaux d'interférence bien centrés. (voir schéma, Fig. 27).

b. conclusion et remarques

Le système interférométrique ainsi réalisé présente deux avantages importants:

- il permet une mesure précise et fidèle du déplacement des électrodes sans réaction sur celles-ci.
- il permet de vérifier le fonctionnement global du système mécanique: précision, linéarité, fidélité et parallélisme du déplacement de l'électrode mobile.

On doit noter que l'inconvénient majeur d'un tel système est le caractère délicat du réglage: alignement des miroirs et du laser, réglage de l'interféromètre.

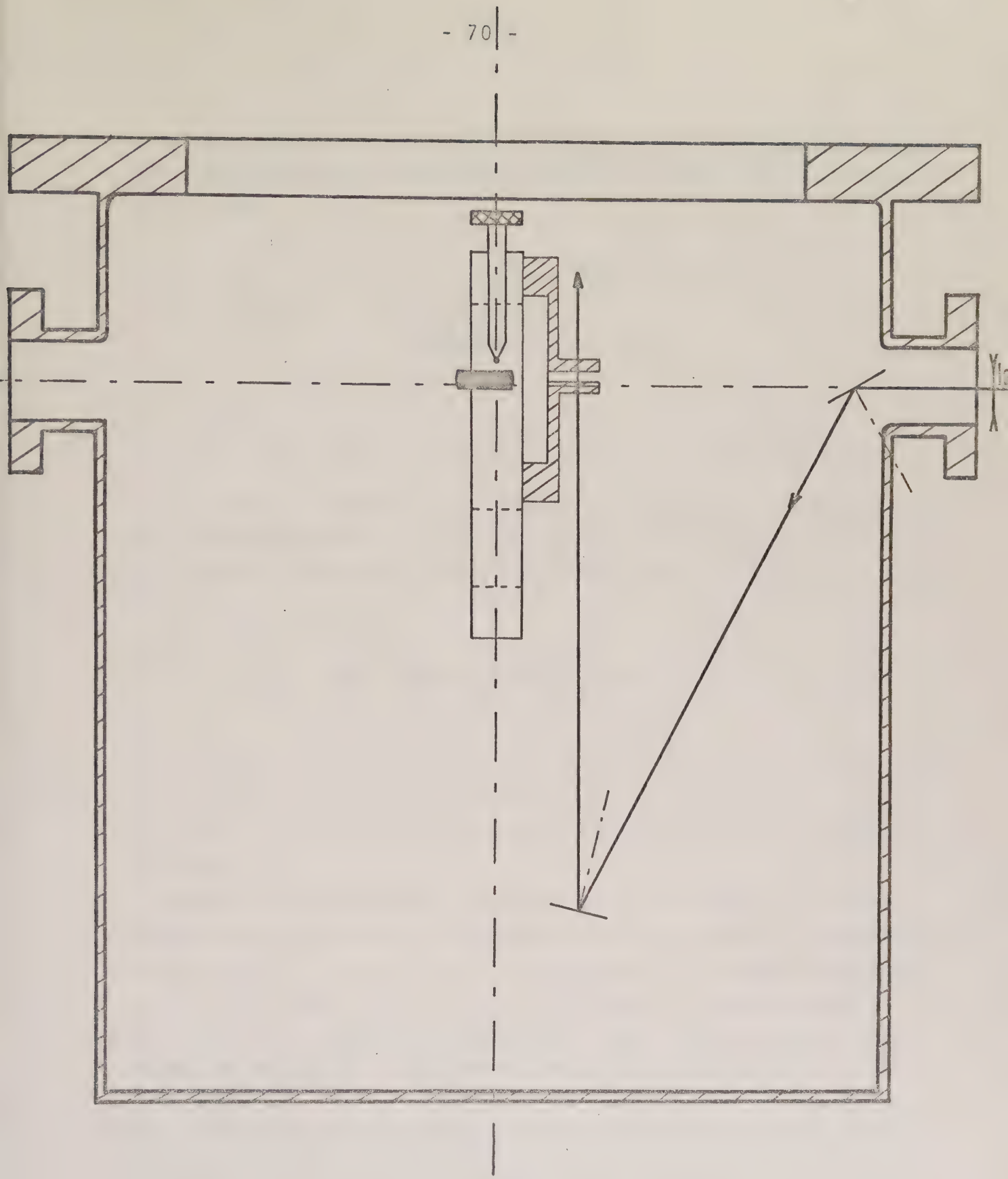


Schéma général de l'enceinte

échelle : $\frac{1}{2}$

Fig 28

Remarque:calcul de l'erreur introduite par un défaut de parallélisme (angle α) entre les miroirs du Fabry-Perot et les électrodes.

$$tg\alpha = \frac{\Delta\varepsilon}{x} \qquad \sin\alpha = \frac{\Delta e}{x} \qquad \Delta e = \Delta\varepsilon \left(1 - \frac{\alpha^2}{2} \right)$$

- l' angle α d'erreur est très petit, sinon il se traduirait par une deformation visible de la figure d'interférence.
- l'erreur relative maximum est donc pour α = 1/10 de 0,5 %

A3. Mesure des distances

principe et méthode pratique:

Le réglage des distances entre les deux électrodes - distance variable de 0,2µm à 15µm - s'effectue en deux étapes: détermination de l'origine, déplacement connu à partir de cette origine.

L'origine des distances (contact des électrodes) est déterminée par observation d'une tension nulle entre les électrodes parcourues par un courant. La tension et le courant appliqués sont suffisamment faibles (20 millivolts, 2 microampères) pour qu'aucun phénomène électrique important ne puisse se produire pendant la détermination de cette origine.

L'origine des écarts correspond au contact des irrégularités les plus hautes des surfaces. Le contact des électrodes par une large surface n'est en général pas obtenu, et l'origine des écarts qui lui correspond n'est donc pas connue.

A partir de cette origine, un déplacement connu est effectué mesuré à l'aide de l'interféromètre. Un déplacement de 1 division de la vis micrométrique correspond à un écart de 0,09µm des électrodes.

Remarque: les déplacements de la vis micrométrique sont toujours faits dans le même sens pour garantir la fidélité du système.

A4. Précautions mécaniques et thermiques

Le contrôle de distances de l'ordre de 1 micron nécessite des précautions: isolation mécanique par rapport au sol, isolation thermique.

a. protection contre les vibrations.

L'ensemble: -électrodes, supports, dispositif de réglage et de mesure de la distance- est solidaire du bâti en duralumin. Celui-ci est fixé rigidement à l'enceinte (acier inoxydable) et au groupe de pompage ionique; le tout forme un bloc rigide et lourd vissé sur un socle, lui-même alourdi par des briques de fonte bien réparties. Cet ensemble rigide est isolé du sol par des supports antivibratoires.
De plus, les arrivées de courant sont des cables ou barres terminées par des fils de cuivre souples.
Le système est ainsi bien protégé contre toutes les vibrations d'origine extérieure et n'en produit pas lui-même (pompe ionique)
La protection est moins bonne vis à vis des vibrations impulsionnelles et des précautions de manipulation doivent être prises.

b. protection thermique

L'ensemble expérimental étant placé sous vide, il est assez bien protégé contre les variations de température ambiante.
Les seuls échanges thermiques avec l'extérieur se font par conduction entre l'enceinte et le bâti dans le tube de laiton qui le soutient et par radiation.
Ces échanges restent faibles. De plus, la température ambiante varie suffisamment peu pour que les effets de dilatation soient tout à fait négligeables.

B. Dispositif expérimental: circuit de pompage

B1. Enceinte - Description générale

Le dispositif de déplacement et de mesure des distances décrit précédemment est situé au centre d'une enceinte à vide en acier inoxydable. Celle-ci est placée sur une pompe ionique isolée par une vanne, et fermée par une cloche en verre dans sa partie supérieure. La disposition est telle que les électrodes se trouvent face à des fenêtres de verre, montées sur brides, permettant l'observation visuelle, les photographies, l'éclairement d'un Photomultiplicateur, l'entrée du faisceau laser nécessaire à l'interféromètre. (voir schéma Fig. 28). La commande des déplacements (réglage fin) est extérieure à l'enceinte. Enfin, celle-ci est munie de quatre passages coaxiaux (fiches BNC) isolées électriquement.

B2. les pompes à vide

a. impératifs et difficultés

L'expérimentation nécessite par sa nature même d'une part un vide suffisant et propre, d'autre part une grande rapidité de pompage, les expériences étant du type "coup unique". En résumé, il s'agit:

- d'obtenir une pression suffisamment basse, telle que
  $pd \ll 1$ torr-cm (minimum de Paschen),
et rendant efficace le dégazage des électrodes, c'est-à-dire assurant un temps de recouvrement par le gaz résiduel long par rapport à la durée des expériences.

- d'obtenir une "atmosphère" résiduelle propre, c'est-à-dire exempte de produits organiques: huile...

- d'assurer une rapidité de pompage suffisante pour permettre des remises sous vide fréquentes, conséquences des expériences en "coup unique".

b. description des pompes et méthode pratique.

. une pompe à palettes permet le pompage primaire de l'enceinte (1 atmosphère à 10^{-2} torr)
elle est isolée du sol et ne transmet aucune vibration au dispositif expérimental.

. une pompe à diffusion d'huile assure le pompage secondaire (10^{-2} torr à 10^{-5} torr) - (100 l/seconde)
Ces deux pompes sont munies de pièges à azote liquide et sont reliées à l'enceinte par un long tuyau à vide flexible.

. Ces deux pompes permettent d'amorcer une pompe ionique (400 litres/seconde) assurant dans l'enceinte un vide moléculaire (10^{-6} à quelques 10^{-8} torr)

. L'étanchéité est assurée par des joints en cuivre OFHC ou des joints en Viton (cloche de verre, tige de la vis micrométrique (voir photographies)

B3. Mesure des pressions

La pression peut être mesurée à tout instant dans l'enceinte pendant les opérations de pompage et les expériences; elle est assurée par:

- un tube témoin (à décharge) pour le vide primaire.
- une jauge à ionisation pour le vide secondaire et moléculai
- la mesure du courant de la pompe ionique.

B4. Résultats et défauts de la technique

Dans la pratique les pressions obtenues sont de l'ordre de quelques 10^{-4} torr en environ deux heures (pompage I^{aire} et II^{aire}), et quelques 10^{-7} à 10^{-8} torr après une vingtaine d'heures de pompage ionique. La pression moyenne durant les expériences est 1 à 3. 10^{-7} torr, et toutes les précautions sont prises pour assurer une atmosphère résiduelle propre.

La pression relativement haute obtenue, un peu haute pour permettre un dégazage très efficace des électrodes, est essentiellement due à la grande taille de l'enceinte et à la présence de matériaux isolants électriques tels que araldite.

C. Electrodes et Supports des électrodes

C1. Géométrie des électrodes.

Vu l'ordre de grandeur des distances, le choix de la géométrie a été guidé essentiellement par des raisons de commodité: choix de géométries simples se prêtant au calcul et à une manipulation pas trop compliquée. Les géométries retenues sont :
du type 1 : sphère-plan, dont l'intérêt de "positionnement" est évident;
du type 2 : cylindre-cylindre (fils croisés) permettant le dégazage.

C2. Nature et préparation.

a. nature

Les matériaux utilisés sont des métaux nobles (non oxydables), de grande pureté et permettant un bon polissage:
Molybdène, Titane, Tungstène, Cuivre...

b. préparation

Les sphères utilisées sont des billes d'acier au tungstène (diamètre $\sim$ 1 mm) montées sans jeu sur des supports de laiton, elles sont soigneusement nettoyées; la surface du matériau présente des trous, cependant leur polissage est bon: hauteur des irrégularités inférieure à 0,25 µm (voir photographies p.108).

Les plans (Mo, Ti, Cu) sont des cylindres plats de diamètre 25mm dont la face supérieure est soigneusement polie par polissage mécanique avec des papiers abrasifs de plus en plus fins, puis des pâtes diamantées en 5 étapes jusqu'à 0,25 µm -(voir phot. p.108
Les fils en Molybdène de diamètre 0,25 mm sont polis électrolytiquement (voir Note *).
Les résultats dans ce cas, sont assez médiocres: défauts de 0,5 µm à 0,7 µm.

Dans chacun des cas, l'état de surface est contrôlé au microscope métallographique.

C3. Supports des électrodes

a. système sphère-plan

La sphère est montée sur un support de laiton vissé dans un manchon d'araldite, assurant l'isolement électrique, solidaire de la tige d'une vis micrométrique (réglage grossier). Les connexions soudées sur le laiton sont souples.
Le plan est vissé sur un disque d'araldite, assurant l'isolement, lui-même fixé sur le support mobile du système de déplacement (voir schéma, Fig. 27 et photographie)
L'ensemble est très rigide, les isolants sont placés de manière à minimiser les capacités parasites. Les connexions souples sont raccordées à une ligne coaxiale (50 ohms).

Note: *
La méthode de polissage des fils est la suivante:

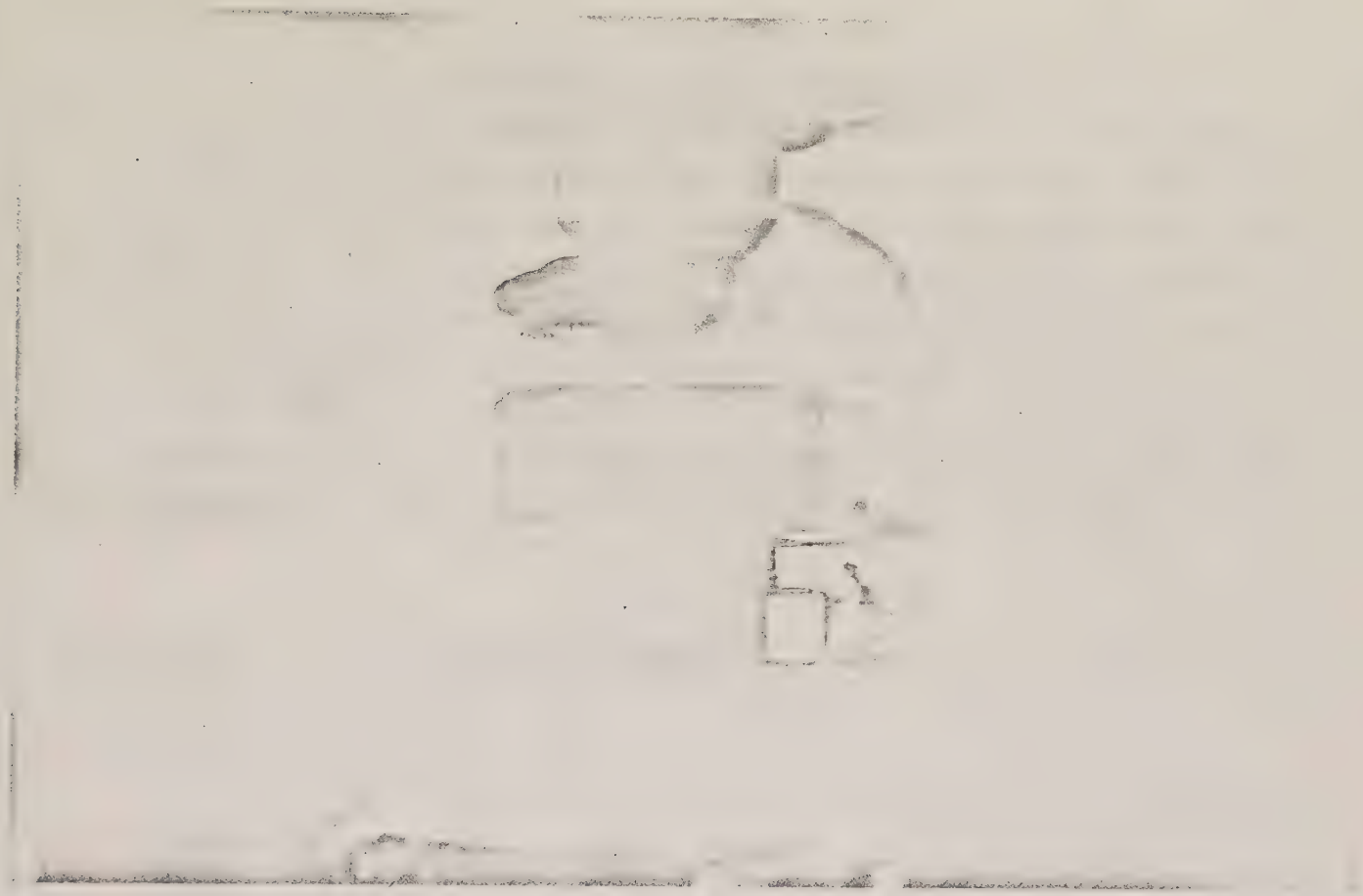
- le fil Mo (anode) est placé sur l'axe d'un cylindre en acier inoxydable (cathode)

- l'électrolyte est une solution formée d'un volume d'acide sulfurique, de 3,5 volumes d'alcool méthylique, et 3,5 volumes d'alcool butylique.

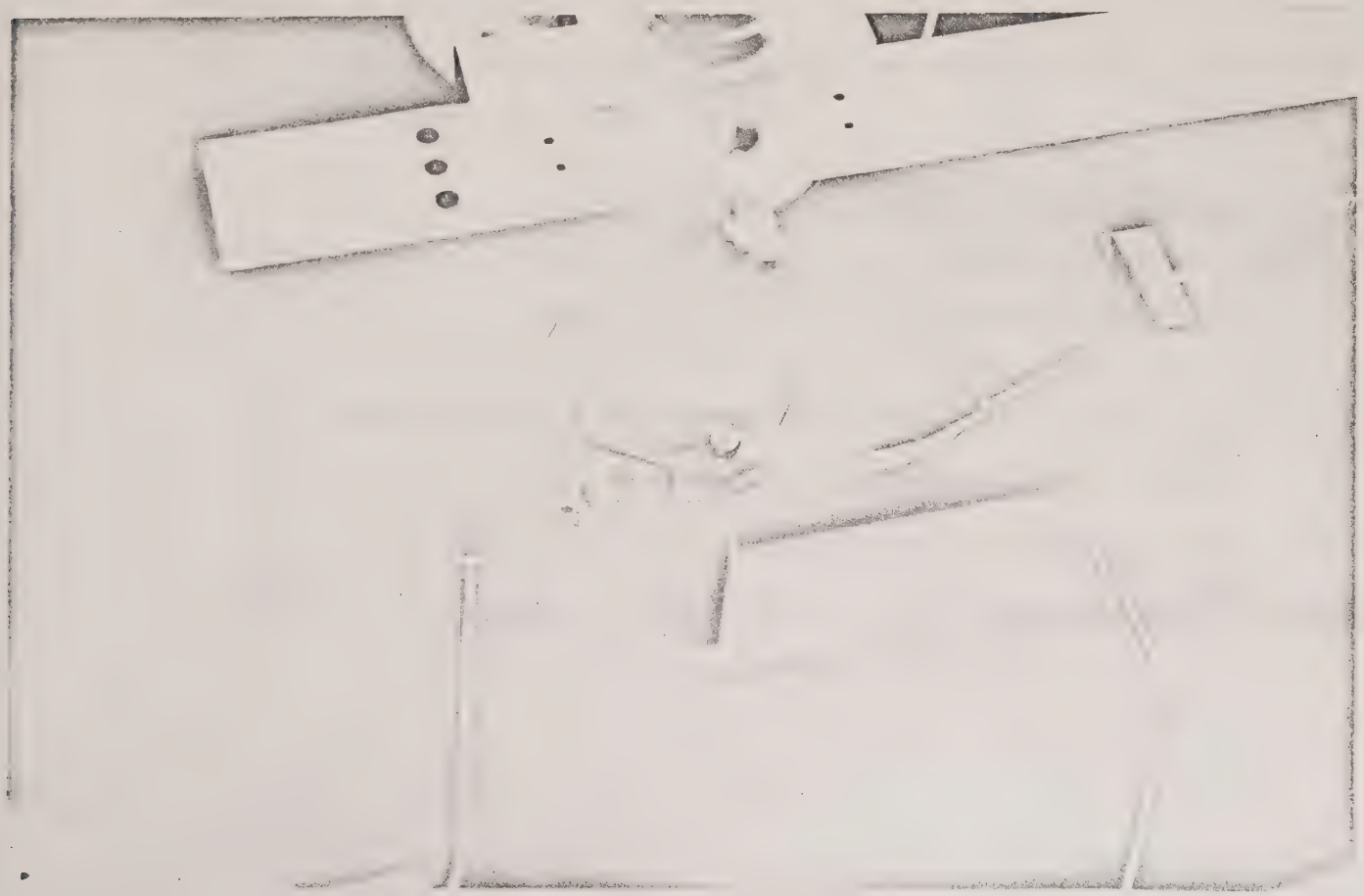
- la tension appliquée est d'environ 12 volts, la densité de courant vaut 0,8 à 1,2 A/cm^2.

- les fils sont, ensuite, rincés à l'eau.

Système sphère-plan ; échelle ≃ 2,3



Système fil-fil ; échelle ≃ 1



b. système fil-fil (fils croisés)

Chaque fil est fixé sur un étrier en duralumin, l'isolement électrique est assuré par des perles de céramique. Chaque fil est maintenu tendu par des lames de ressort encastrées dans l'étrier (voir photographie). Les connexions sont souples. L'étrier supérieur est solidaire d'une vis micrométrique à déplacement de translation pour le réglage grossier. L'étrier inférieur est fixé comme le plan (C3.a) . Chaque fil fait partie d'un circuit se fermant à l'extérieur de l'enceinte, qui permet la circulation d'un courant pour le dégazage.

D. Appareils divers

a. Les essais réalisés nécessitent le matériel de mesure suivant:

- une alimentation à courant continu - 50 à 1000 V -
- un électromètre pour la mesure de la tension type LEMOUZY impédance d'entrée 10^{14} Ω
- un picoampèremètre pour la mesure du courant type VICTOREEN gamme de courant 10^{-6} à 10^{-13} A

b. De nombreux essais nécessitent des relevés oscilloscopiques particulièrement dans le domaine des signaux rapides, en coup unique. Parmi les oscilloscopes utilisés, citons principalement les séries TEKTRONIX:

475 monofaisceau; Bande passante 200 MHz ; 2mV à 5V/division

466 monofaisceau; à mémoire; Bande passante 100 MHz

519 10 V/cm; 1 GHz; temps montée < 0,35 ns; imp. 125 Ω

7844 bi-faisceaux ; tube 1 GHz; tiroirs amplificateurs: 400MHz 10 mV à 1 V/ division

c. Enfin certaines mesures particulières ont nécessité

- un photomultiplicateur rapide: type RTC 56 TUVP temps de montée inférieur à 2ns; temps de transit environ 30ns.

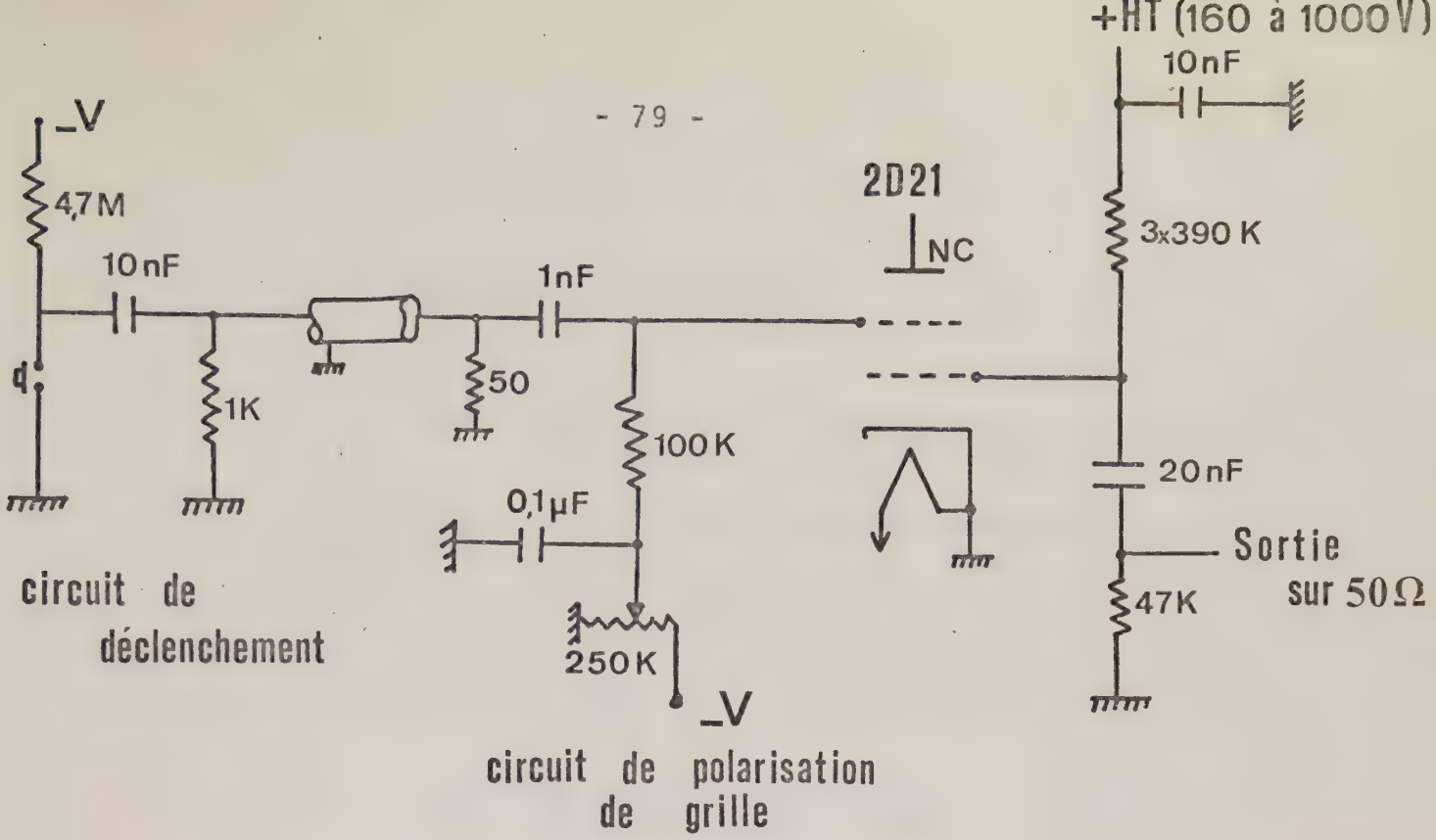
- une sonde de mesure de courant: transformateur de courant TEKTRONIX 5mV / mA dans 50 Ω , résistance primaire 1 Ω en parallèle sur 5 µH; bande passante 1 GHz.

d. description des deux générateurs d'impulsions.

Deux générateurs ont été utilisés pour les essais impulsionnels:

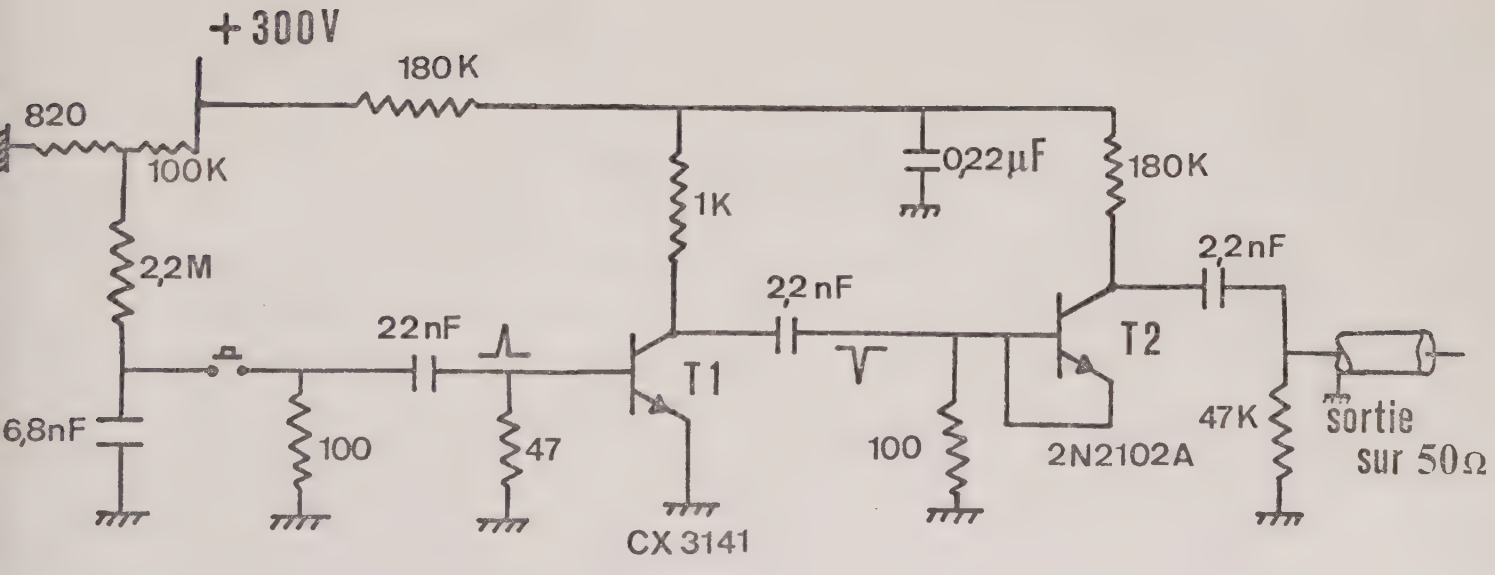
- Le premier comporte un thyratron 2 D 21 et produit des échelons négatifs variables en tension de 100 à 600 V, le temps de montée est compris entre 5 et 10ns, la durée de l'échelon est d'environ une microseconde. La connexion du 2 D 21 permet d'améliorer ses performances (voir schéma Fig. 29). On peut résumer ainsi son fonctionnement: le déblocage du thyratron 2 D 21 entraîne la décharge du condensateur de 20 nF vers la masse, ce qui produit sur la sortie une impulsion négative dans la charge de 50 Ω.

- le deuxième générateur comporte deux transistors à avalanche. (voir schéma Fig. 30). Les deux condensateurs 2,2nF sont chargés en parallèle; l'impulsion positive Λ met T_1 en état d'avalanche, il devient conducteur très rapidement. Cette impulsion rend conducteur T_2 monté en diode; les deux condensateurs 2,2nF se déchargent en série. L'impulsion produite à la sortie (50 Ω) est négative: 215 V d'amplitude, 10ns de temps de montée, et de durée: 20ns (variation inférieure à 10%).



Générateur d'impulsions à thyratron

Fig 29



Générateur d'impulsions à transistors

Fig 30

E. Méthode expérimentale

E1. Contrôle de la surface des électrodes.

Avant toute expérience, les surfaces des électrodes, polies selon les méthodes décrites précédemment, sont vérifiées au microscope. Les électrodes (sphère,plan, fil) sont tout d'abord soigneusement nettoyées (bain d'alcool + ultra-son) puis séchées. Les surfaces sont contrôlées au microscope optique.

E2. Réglage des distances

Les électrodes ainsi préparées sont placées dans l'enceinte. Le réglage grossier du zéro (point de contact) est effectué et le système est mis sous vide (environ 25 heures). Le réglage fin des distances interélectrodes est effectué de l'extérieur; l'origine des distances (contact des électrodes) est obtenue en annulant une faible tension -20 mV environ- et l'écart entre les électrodes correspond au déplacement effectué à partir de cette origine.

E3. Dégazage des électrodes

En vue de faire des essais prédisruptifs, les électrodes (système fil-fil) une fois placées sous vide peuvent être dégazées. Les deux fils assez fortement écartés sont mis en série - les connexions extérieures permettent un accès à chaque extrémité des fils - et connectés à une alimentation continue (30 V, 10 A); la tension est montée très lentement pour éviter tout à-coup sur les fils qui restent tendus, malgré la dilatation, sous l'effet des lames de ressort (Ch II , C 3b).

Exemple d'opération de dégazage:

- pression initiale $p_i = 2,7\ 10^{-7}$ torr
- courant de chauffage $I = 3$ A pendant
- température des fils Θ voisine de 1600°C 2 à 5 heures
- pression finale $p_f = 3,5\ 10^{-7}$ torr
- refroidissement pendant 2 heures.
- pression au moment de l'expérience:
  $p_e = 2,7\ 10^{-7}$ torr

Dans certaines expériences un dégazage de plus courte durée suivi d'un temps de refroidissement plus court a été opéré.

E4. Expériences - Moyens Expérimentaux

Les expériences sont décrites plus en détail dans le chapitre suivant, quelques remarques techniques doivent être indiquées auparavant.

a. De nombreux essais de "claquage" impulsionnel ont été réalisés (réponse du système à un échelon de tension rapide); le diagnostic a été fait à partir d'oscillogrammes en balayage unique avec des échelles de temps de 5 à 20ns/cm. Les oscillogrammes ont été photographiés sur film KODAK. Recording 10.000 ASA ou POLAROID 10.000 ASA à l'aide d'une camera TEKTRONIX.

b. L'étude de la lumière émise par la décharge (voir ch III, B2) a été réalisée avec un photomultiplicateur rapide 56 TUVP.
Le signal du photomultiplicateur et le signal de tension appliqué aux électrodes sont simultanément enregistrés sur un oscilloscope bi-faisceaux (TEKTRONIX 7844) en mode balayage unique.
Pour cela, il est nécessaire de déterminer pour chacun des deux signaux, une origine des temps commune, à l'échelle de la nanoseconde.

Le circuit du signal de tension comprend uniquement des éléments électriques, cables, atténuateurs... dont il est possible de mesurer directement le retard. Le circuit du signal de lumière comporte un trajet optique, le photomultiplicateur et un circuit électrique. Le temps de transit du photomultiplicateur: t_{PM}, quantité légèrement fluctuante, et variable selon la tension d'alimentation, est mal connu.
Deux méthodes ont été utilisées pour régler le synchronisme des deux signaux: la première est une mesure indirecte des temps de retard introduits par les divers éléments et la mesure du temps de transit du photomultiplicateur; la deuxième méthode, complémentaire, est un contrôle en simulation n'utilisant que les éléments de l'expérience.

1ère méthode: mesure du temps de transit du photomultiplicateur.

On utilise les résultats concernant les décharges couronne, pointe positive-plan dans l'air atmosphérique, en tension continue (Réf. 30). L'arrivée du "dard" sur le plan est caractérisée simultanément par une impulsion de courant et de lumière (Fig.31). La fluctuation de temps est inférieure à 100 ps.
Le circuit de la figure 32 est réalisé. De la mesure simultanée des deux signaux, les retards introduits par les autres éléments du circuit étant connus, on peut déduire le temps de transit t_{PM}: sa valeur en fonction de la tension d'alimentation du photomultiplicateur est donnée page 84 . On vérifie sur la courbe de la figure 33 que le temps de transit est pratiquement proportionnel à $\frac{1}{\sqrt{V_{alim}}}$ (Réf. 31)

De ces valeurs, et des temps de retard associés aux divers cables, atténuateurs... on peut déduire la valeur τ à afficher sur la ligne à retard insérée dans le circuit de mesure simultanée de la tension appliquée aux électrodes et de la lumière émise par la décharge (ch III, B2).

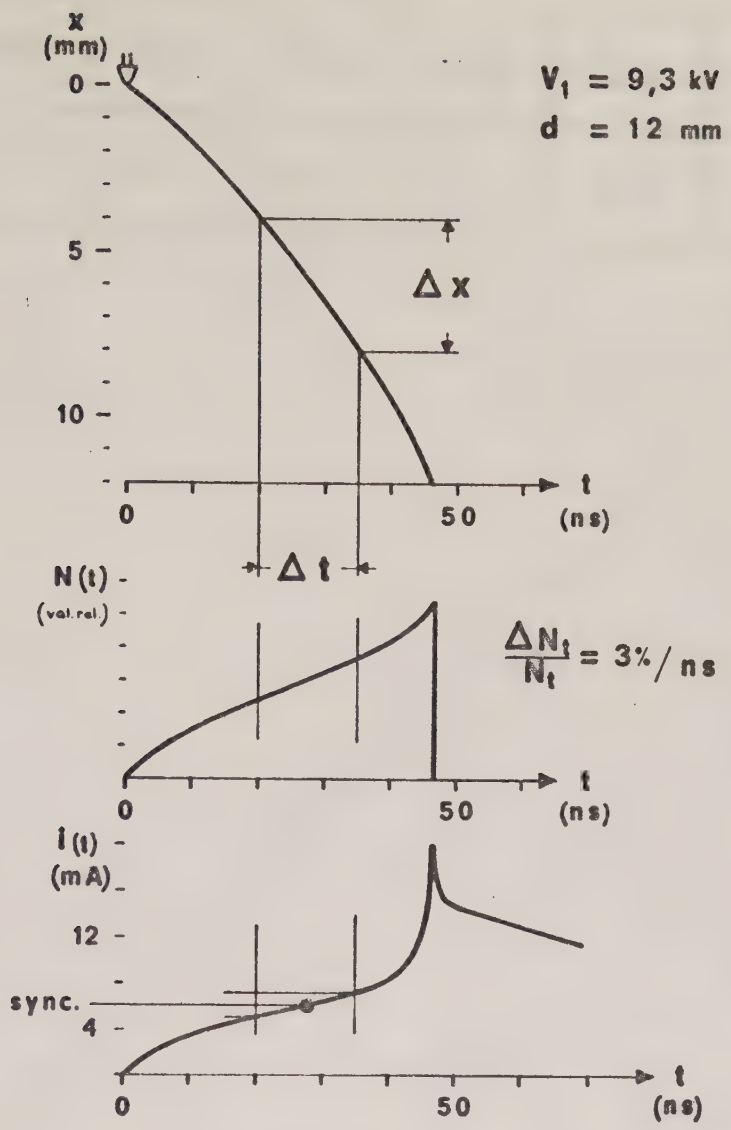
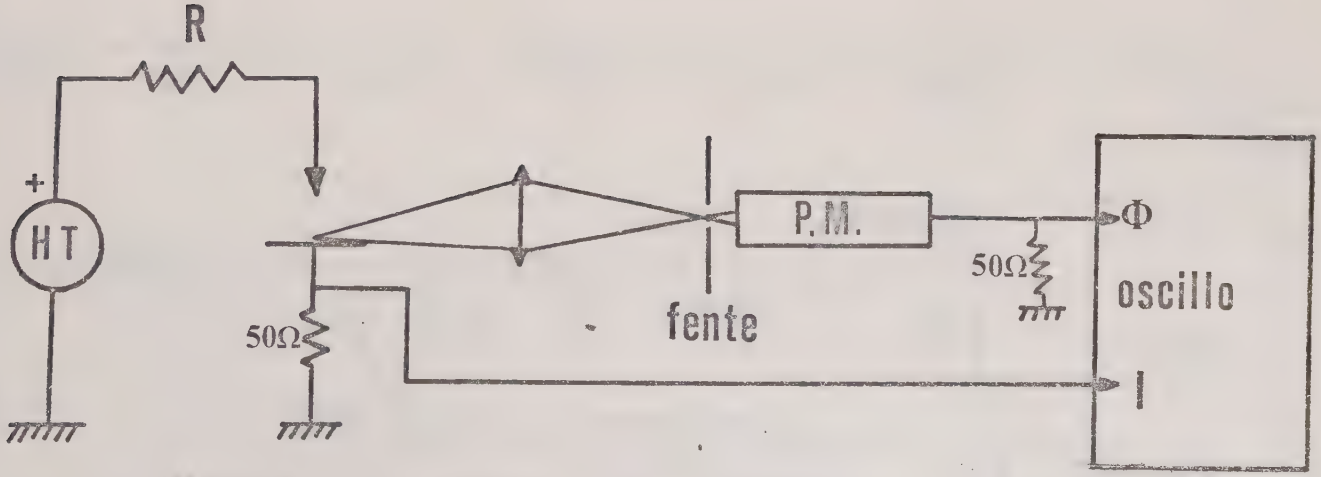


Fig 31



Mesure du temps de transit

Fig 32

$V_{alim\,(V)}$	1800	1900	2000	2100	2200	2300	2400
$t_{PM\,(ns)}$	41	40	38,5	38	37,5	37	36,5

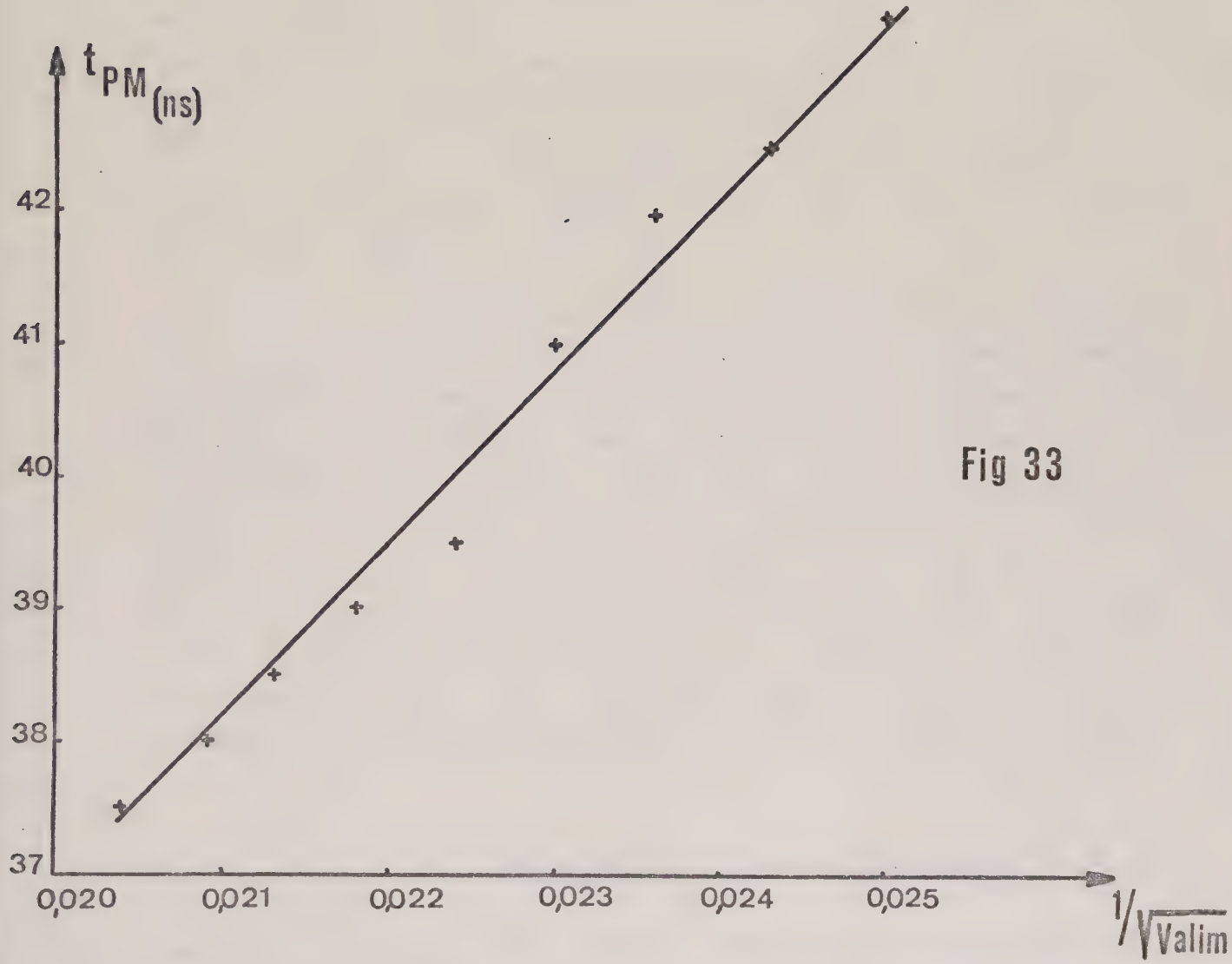


Fig 33

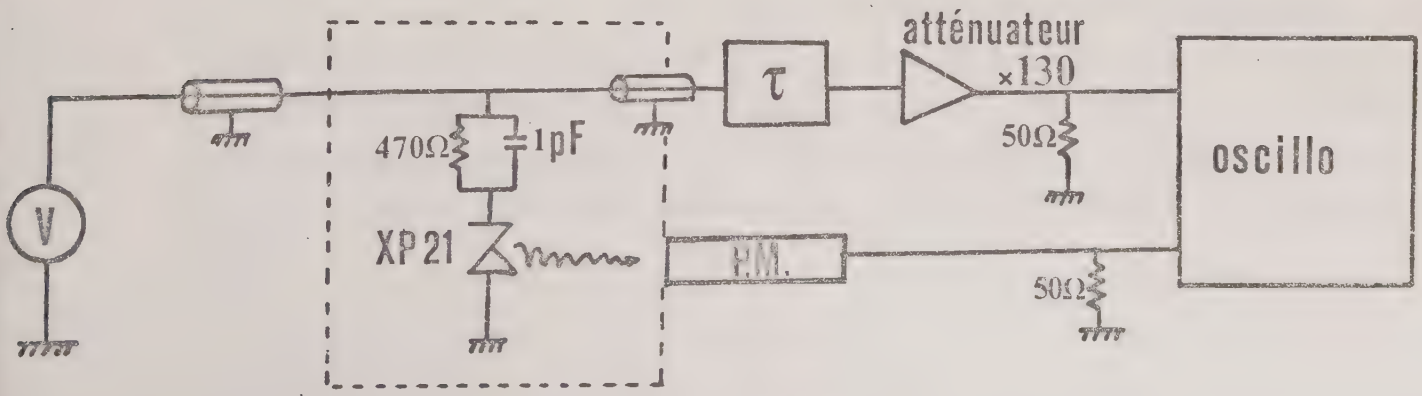


Fig 34

2ème méthode:verification par simulation

Le signal de tension est appliqué à une diode électroluminescente rapide de type FERRANTI XP 21, dont le temps de montée est inferieur à 0,5ns et dont la lumière émise ($\lambda \simeq 6200$ Å) est vue par le photomultiplicateur 56 TUVP .Le circuit utilisé (Fig. 34) comporte les mêmes éléments que l'expérience elle-même (Fig 47).
Cet essai de contrôle montre que l'on doit attribuer à l'ensemble diode-circuit de compensation un retard d'environ 3 ns (pour 300 V appliqué).Il sert de plus de référence de simultanéité lors de l'utilisation de deux oscilloscopes séparés à la place d'un oscilloscope bi-faisceaux.

C. La mesure simultanée du courant de décharge et de la tension appliquée nécessite de la même façon une méthode pour régler la simultanéité des signaux. Le problème est cependant plus simple puisque les deux voies sont purement électriques. La méthode retenue fut de substituer aux électrodes une résistance, non inductive de 25 Ω, et d'appliquer la tension, les circuits étant par ailleurs inchangés (voir Fig. 48 du ch. III). Les deux signaux ainsi obtenus I,V sont simultanés et du même ordre de grandeur que ceux de l'essai lui-même, le réglage peut être fait sur l'oscilloscope 7844 muni de deux tiroirs préamplificateurs identiques et aux mêmes calibres d'entrée.

E5. Observation microscopique après décharge

Dans certains cas, les surfaces ont été observées après décharge. Ces observations sont effectuées soit au microscope optique (métallographique) - grossissement jusqu'à 1000 - , soit au microscope électronique à balayage - grossissement 50 à 20.000 - Après quelques expériences, il a été procédé à l'analyse X des surfaces des électrodes grâce à un système équipant le microscope.

CHAPITRE III : EXPERIENCES - RESULTATS - INTERPRETATION

A. Essais en régime statique

A1. Essais prédisruptifs

Il s'agit de mesurer les courants précurseurs de la décharge en fonction de la tension continue appliquée.
Ces courants étant très faibles (10^{-13} à 10^{-10} A) sont mesurés à l'aide de picoampèremètres ou d'amplificateurs de courant avec contre-réaction linéaire ou logarithmique. La tension est mesurée à l'aide d'un voltmètre à très haute impédance d'entrée (supérieure à 10^{14} Ω).

a. En géométrie sphère-plan, les électrodes ne sont pas dégazées, les pressions typiques des expériences sont de l'ordre de 3. 10^{-7} torr. Les courbes I, V sont tracées automatiquement (table X - Y), la rampe de tension étant suffisamment lente pour minimiser le courant capacitif. Le schéma de principe est représenté sur la figure 35. Les résistances de protection (17 MΩ) sont placées sous vide à proximité des électrodes: le montage est prévu pour rendre les capacités parasites minimales (limitation du courant capacitif, et de l'énergie en cas de disruption).
La mesure du courant est effectuée par l'amplificateur opérationnel INTECH A 127 avec une contre-réaction linéaire (5000 MΩ en parallèle de 2,7 pF), on a alors $I(\mu A) = \frac{Vs}{5000}$,
ou logarithmique (deux diodes tête-bêche, de courant de saturation I_o) quand l'étendue de variation du courant est trop importante, on a alors

$$V_s = \frac{kT}{e} \operatorname{ArgSh} \frac{I}{2I_o} ,$$

expression déduite de l'équation de la diode:

$$I = I_o \left(\exp \frac{eV}{kT} - 1 \right)$$

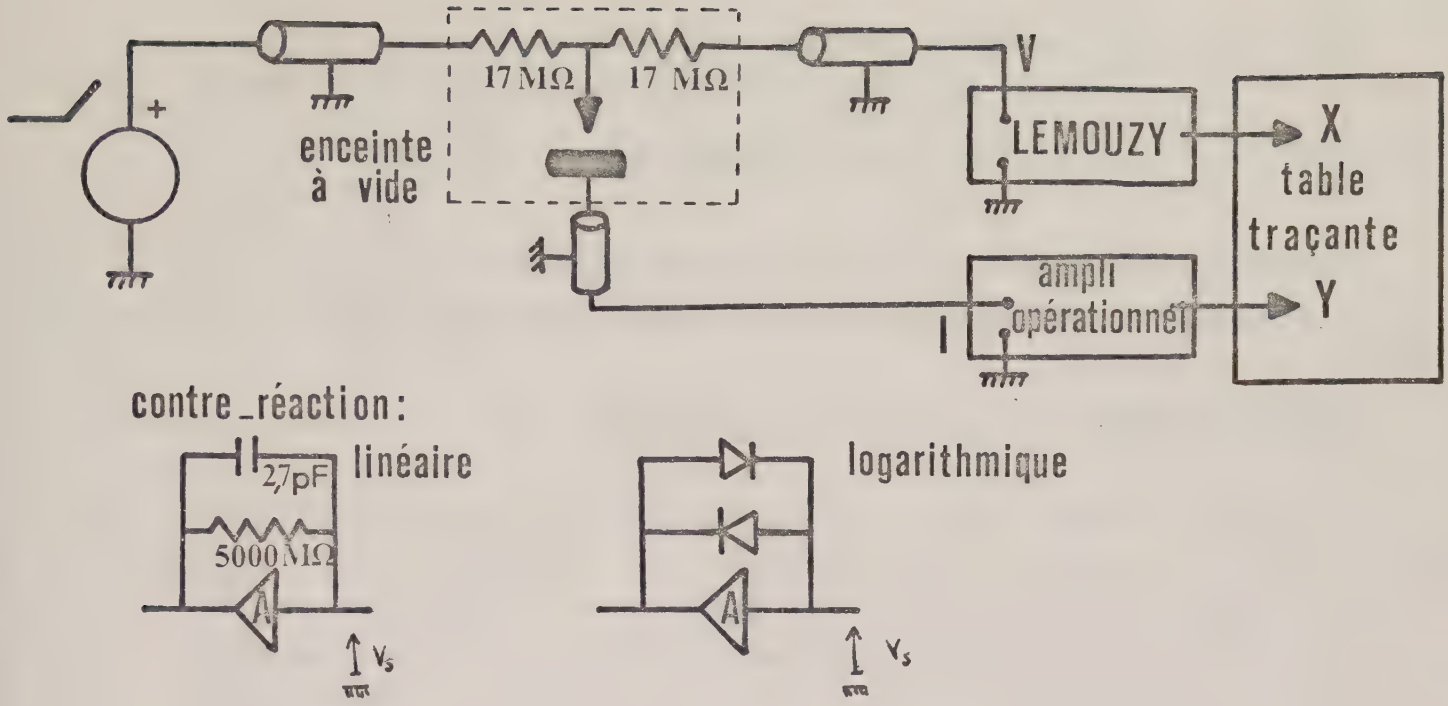


Fig 35

b. En géométrie fil-fil, le montage permet le dégazage des électrodes (ch II E3); les pressions typiques, sont de l'ordre de 3.10^{-7} torr. Le schéma de la figure 36 représente le montage utilisé, les résistances de protection (17 MΩ) sont extérieures à l'enceinte. Les mêmes précautions sont prises que dans l'autre géométrie.

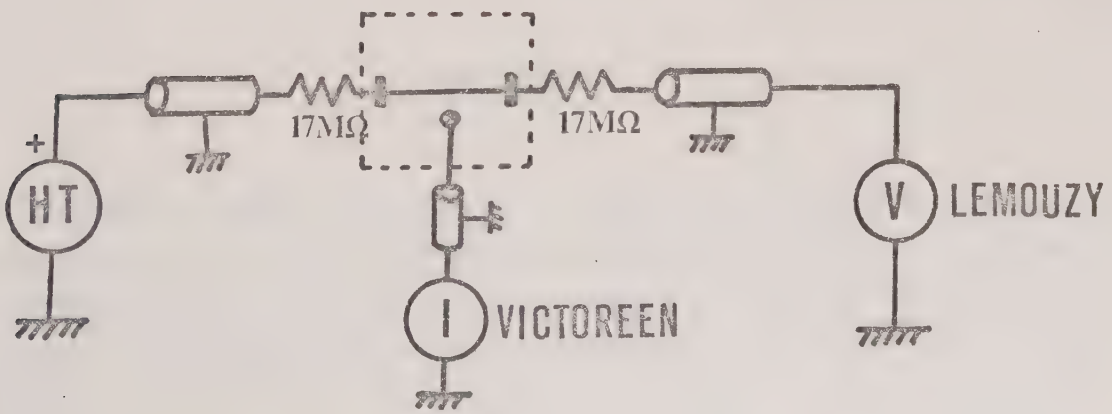


Fig 36

c. Des résultats typiques obtenus, dans les deux géométries, sont rapportés sour forme de courbes

$\text{Log } \frac{I}{V^2}$, $\frac{1}{V}$. (coordonnées Fowler-Nordheim). (voir courbes Figure 37).

Remarque: les courants de fuite dus aux isolants (inférieurs à 10^{-13} A) sont négligeables devant le courant d'émission.

A2. Essais de disruption en régime statique

La disruption est obtenue en montant très lentement la tension entre les électrodes: le régime est en fait quasi-statique. Les essais ont été menés avec les deux géométries, mais les surfaces ne sont pas vérifiées entre chaque essai; grâce à la présence de résistances de protection dans les circuits, limitant le courant, les surfaces sont peu modifiées par les décharges. (voir Figure 38)

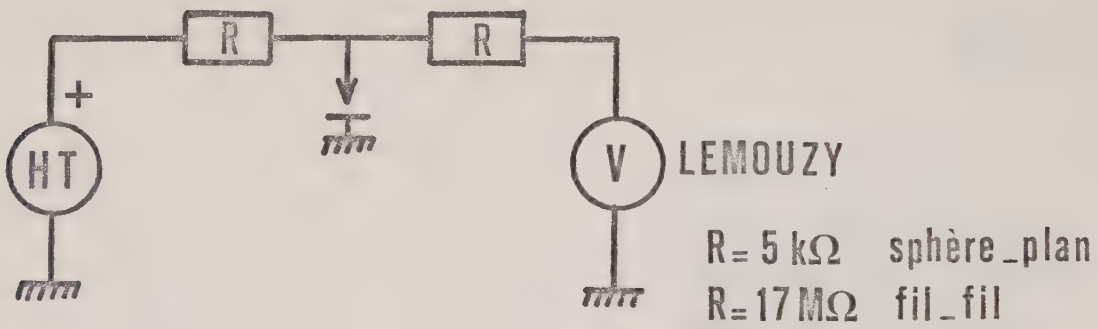
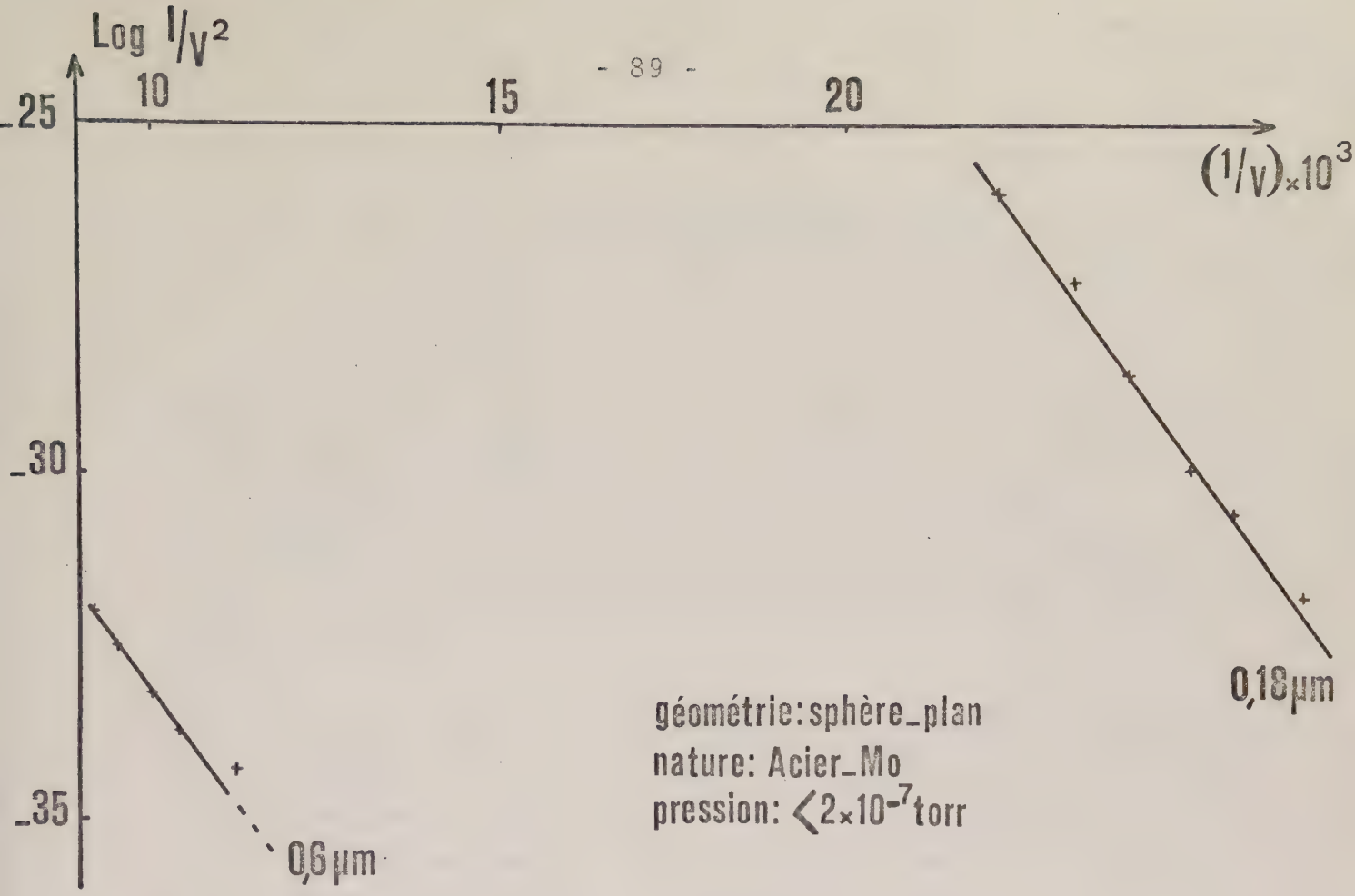


Fig 38

En géométrie sphère-plan, il n'a pas été fait d'étude complète, cette étude existant déjà dans la littérature, il a seulement été déterminé l'ordre de grandeur de la tension de disruption statique à quelques distances; les résultats sont assez dispersés:


Log I/V²
10
15
20
-25
-30
-35
(1/V)×10³
0,18µm
0,6µm
géométrie: sphère_plan
nature: Acier_Mo
pression: < 2×10⁻⁷ torr

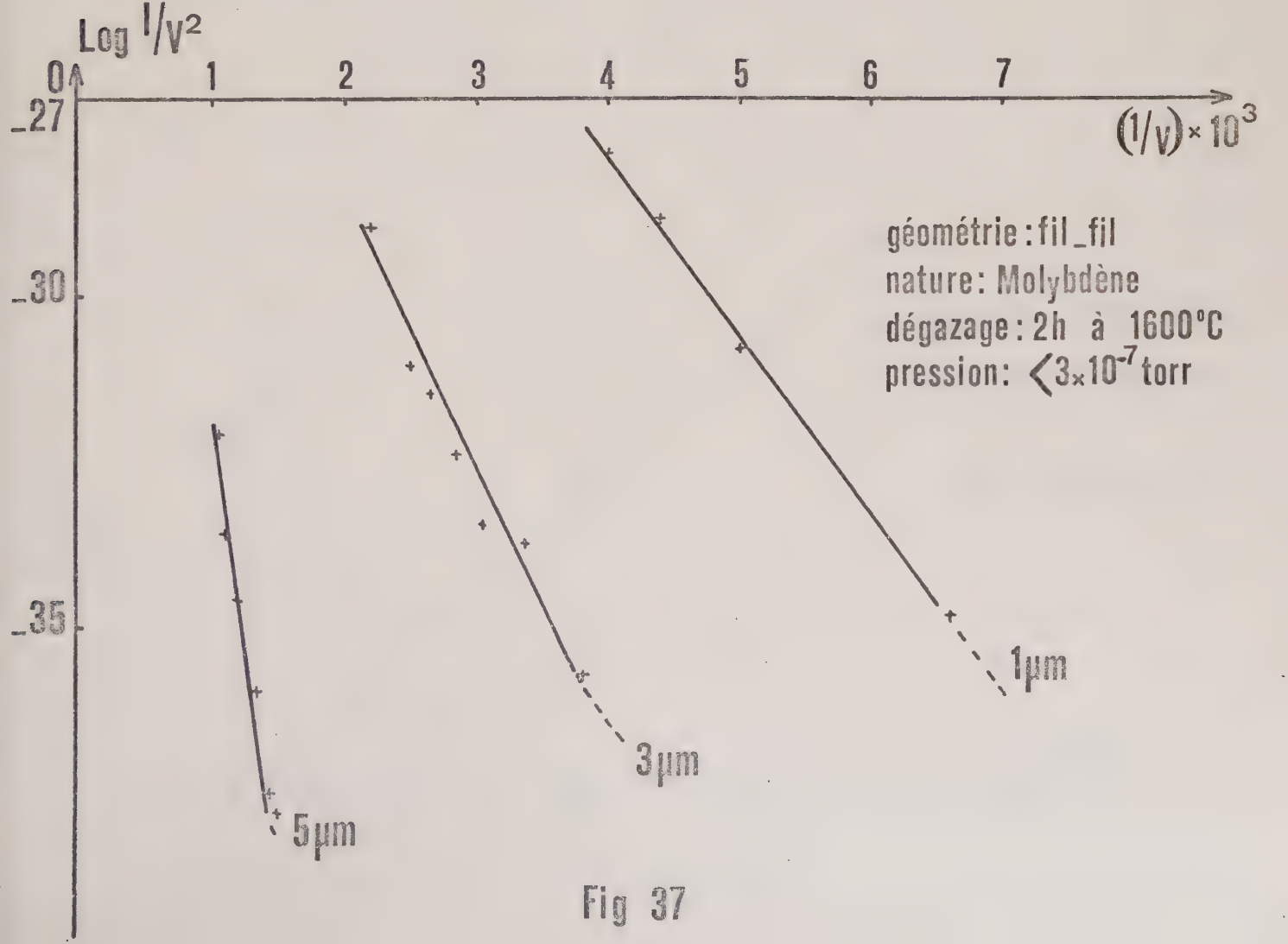

Log I/V²
0
1
2
3
4
5
6
7
-27
-30
-35
(1/V)×10³
géométrie : fil_fil
nature: Molybdène
dégazage : 2h à 1600°C
pression: < 3×10⁻⁷ torr
1µm
3µm
5µm

Fig 37

d = 0,1 µm $V_{disr\ moyen} = 30$ V

$V_{disr\ (valeur\ la\ plus\ probable)} = 15$ V

d = 0,3 µm $V_{disr\ moyen} = 450$ V

Dans chacun des essais la tension restant aux bornes du système, après disruption est comprise entre 0,1 et 0,5 V (courant limité par les résistances de protection).
En géométrie fil-fil, après dégazage à 1600° C, l'étude de V_{disr}, en fonction de la distance a été effectuée. (voir: courbe Fig. 39).

Il faut noter que dans cette géométrie, la disruption statique a été obtenue, de manière très reproductible, à la fin des tracés de certaines courbes d'émission de champ (FN).
On a obtenu, le courant étant limité par des résistances de 17 MΩ, des disruptions statiques telles que :

d = 1 µm $V_{disr} = 250$ V

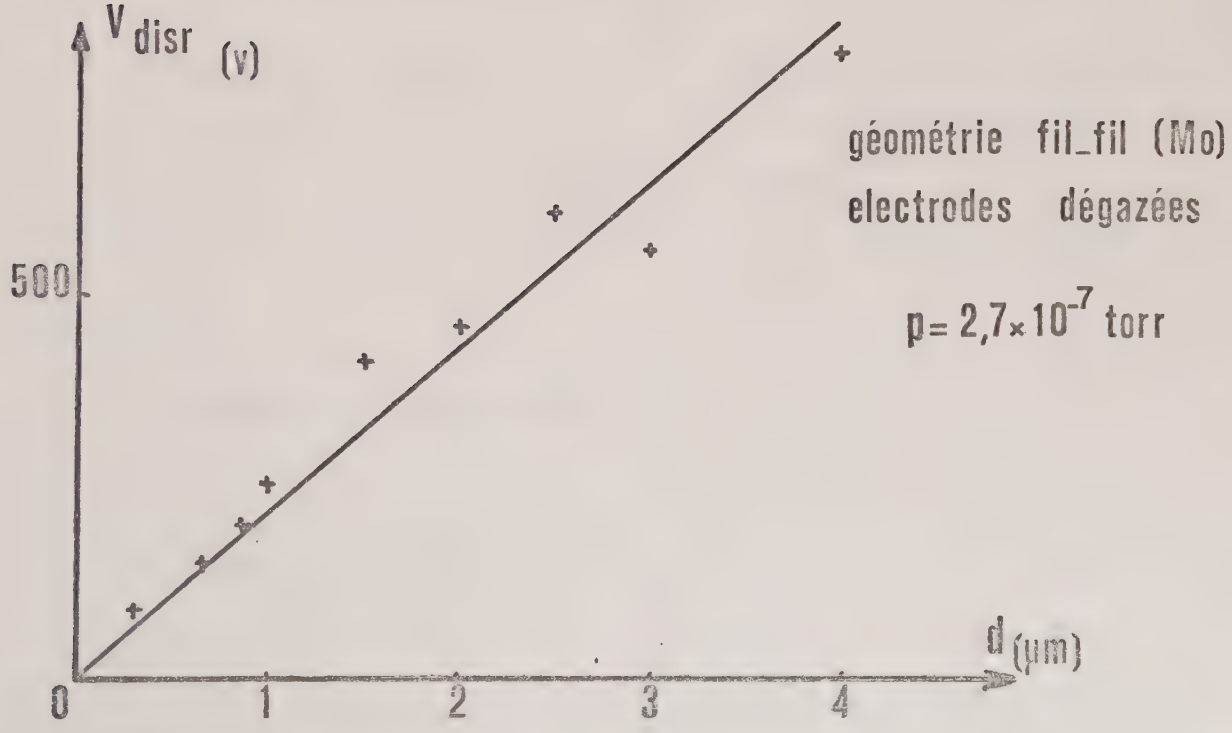


Fig 39

A3. Interprétation et discussion

a. essais prédisruptifs

Les résultats relatifs aux courants et tensions prédisruptifs dans les deux géométries ont été présentés sous forme de courbes en "coordonnées Fowler-Nordheim": $\text{Log}\,\frac{I}{V^2} = f\,(\frac{1}{V})$. Dans ce système de coordonnées les points expérimentaux sont pratiquement alignés (Fig. 37). Ceci montre, en accord avec d'autres auteurs (Réf. 14,32) que les variations des courants prédisruptifs, dans le vide , dans ce domaine de distances, peuvent être décrites par la loi de Fowler-Nordheim de l'émission de champ. Dans nos mesures, nous nous sommes placés très en dessous des seuils de disruption, ce qui implique que la température des centres émissifs reste relativement basse.

De la pente m des droites expérimentales $\text{Log}\,\frac{I}{V^2} = f\,(\frac{1}{V})$ on peut déduire le coefficient d'amplification du champ $\beta = \frac{E_{loc}}{E_o}$ Réf. 10- du centre émissif selon une méthode exposée par Charbonnier:

$$\beta = \frac{6{,}87.10^9\ \Phi^{3/2}\ s(y)\ X_o}{m} \qquad (57)$$

Cette relation est déduite de l'expression de la densité de courant (Relation 50); X_o distance initiale; Φ travail de sortie, $\Phi \simeq 4{,}2$ eV pour le Molybdène dégazé.
La densité de courant restant faible $v(y) \simeq s(y) \simeq 0{,}956$.

On obtient:

géométrie sphère-plan	$X_o = 0{,}18$ µm	$\beta \simeq 8$
	$X_o = 0{,}6$ µm	$\beta \simeq 25$
géométrie fil-fil	$X_o = 1$ µm	$\beta \simeq 20$
	$X_o = 3$ µm	$\beta \simeq 45$
	$X_o = 5$ µm	$\beta \simeq 25$

Les ordres de grandeur du coefficient β obtenus sont convenables.

En effet compte-tenu du polissage des électrodes, on peut admettre des irrégularités de hauteur 0,3 µm (sphère-plan) à 0,3 µm à 0, 5 µm (fil-fil); or, avec le modèle théorique de l'ellipsoïde, on obtient des valeurs de β_∞ notées dans le tableau ci-dessous:

h µm	0,30	0,30	0,40	0,50
k µm	0,05	0,03	0,05	0,05
β_∞	23	50	35	50

Et compte-tenu de la variation du coefficient β avec la distance X_o (relation 32), les valeurs théoriques obtenues sont compatibles avec les valeurs expérimentales; par exemple pour une irrégularité de 0, 3 µm , cinq fois plus haute que large (k = 0,03 µm) on a:

$$\beta_\infty = 50$$

$$\beta_{x=3\mu m} \simeq \frac{X_o}{X_o+h}\,\beta_\infty = \frac{3}{3,3}\,50 \simeq 45$$

Les valeurs trouvées du coefficient β montrent l'importance du rôle de l'état de surface microscopique dans tous les phénomènes liés aux décharges: le champ électrique étant localement amplifié.

Le rapprochement macroscopique des électrodes, selon le mécanisme décrit au chapitre I A, n'apparaît pas dans les courbes prédisruptives, cependant il faut noter que dans le cas de la géométrie sphère-plan, la raideur du système est très grande et que dans les deux cas les tensions appliquées sont éloignées de la tension de disruption.
Avec la géométrie fil-fil, les déplacements des électrodes, dus à l'attraction, sont trop faibles devant la distance initiale x_o pour qu'il en résulte une variation sensible du coefficient β
Dans cette géométrie, caractérisée par une raideur relativement faible, il n'a pas pu être tracé de courbes prédisruptives pour une distance inférieure à 1µm, la tension de disruption étant très faible (0,6µm,20 V).

b. essais de disruption en statique

- Les résultats obtenus en géométrie fil-fil, conformément à ceux de nombreux auteurs, confirment l'hypothèse d'un champ de disruption grossièrement constant (Réf. 26). En fait, les résultats sont difficilement interprétables car les différents mécanismes que nous avons envisagés sont possibles.

- On peut remarquer, cependant, que les tensions de disruption, en géométrie sphère-plan (raideur forte) sont beaucoup plus élevées qu'en géométrie fil-fil (raideur faible), alors que les états de surface, responsables des mécanismes microscopiques, ne sont pas a priori trop différents.

- De même, les tensions résiduelles pendant le passage du courant sont faibles (0,1 à 0, 5 V) et indiquent que les électrodes doivent être en contact.

- De plus, on peut noter que la variation linéaire de la tension de disruption statique V_{disr} en fonction de la distance x_o n'est pas incompatible avec le modèle macroscopique d'attraction (ch I, A). En effet, selon ce modèle, la courbe n° 3 de la figure 3.1 correspond à la tension de disruption statique V_{disr}; celle-ci est donc déterminée, dans le cadre du modèle par:

$$\Sigma F = 0$$

$$\frac{d \Sigma F}{d x} = 0 \qquad (58)$$

On en déduit la relation entre la tension de disruption statique V_{disr}, la distance initiale x_o, et la raideur K:

$$V_{disr} = \frac{x_o}{2} \sqrt{\frac{K}{\pi \varepsilon_o R}} \qquad (59)$$

Cette relation est linéaire en fonction de la distance initiale.

- Enfin, certains tracés de courbes prédisruptives, où une tension lentement variable est appliquée, se terminent par une disruption statique, qui rend même les tracés impossibles si la distance est inférieure au micron.
Dans de nombreux cas, en géométrie fil-fil, cette tension de disruption est parfaitement reproductible. Cette reproductibilité montre que c'est le seuil d'irréversibilité mécanique qui est le premier atteint, les autres mécanismes (instabilité thermique cathodique, arc) par nature non reproductibles, intervenant nécessairement après.

c. remarques

1) De la relation $\Sigma F = 0$ on peut déduire le rapprochement Δx des électrodes sous l'effet de la tension continue appliquée V dans le cadre du premier modèle:

$$\Delta x = x_o - x = \frac{1}{2}\left[x_o - \sqrt{x_o^2 - \frac{4\pi\varepsilon_o R V^2}{K}} \right] \qquad (60)$$

d'où $$\frac{\Delta x}{x_o} = \frac{1}{2}\left[1 - \sqrt{1 - \frac{4\pi\varepsilon_o R V^2}{K x_o^2}} \right] \qquad (61)$$

en utilisant la relation (59) on a :

$$\frac{\Delta x}{x_o} = \frac{1}{2}\left[1 - \sqrt{1 - \frac{V^2}{V_{disr}^2}} \right] \qquad (62)$$

On note que dans le cas pratique de la courbe prédisruptive (fil-fil) à $x_o = 3\ \mu m$, pour une tension de 325 V moitié de la tension de disruption:

$$\frac{\Delta x}{x_o} \simeq 0{,}067$$

Le coefficient β varie avec la distance selon la relation:

$$\beta = \beta_\infty \frac{x}{x+h}$$

la variation relative

$\frac{\Delta\beta}{\beta}$ est donc:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{h}{x+h} \frac{\Delta x}{x} \qquad (63)$$

Sa valeur numérique est donc, avec:

$h = 0{,}3\mu m$

$x_0 = 3\mu m$

$\beta_\infty = 50$

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} \simeq 6.10^{-3}$$

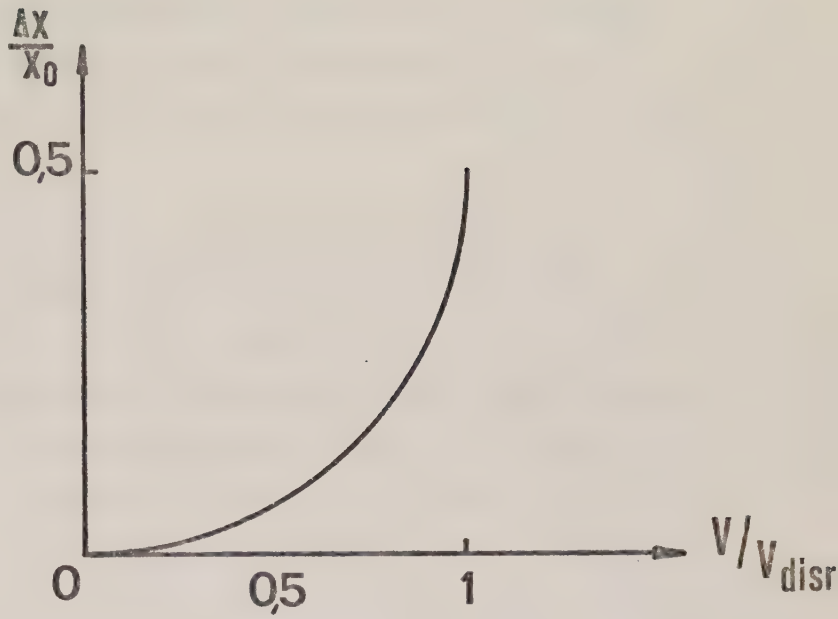


Fig 40

Une variation aussi faible du coefficient β ne peut apparaître, sur la courbe prédisruptive (Fig. 37), sous forme de changement de pente de la droite Log $\frac{I}{V^2} = f\left(\frac{1}{V}\right)$, compte-tenu des erreurs expérimentales.

NB. Pour ce calcul d'ordre de grandeur, on a confondu les distances x_0 du modèle macroscopique et X_0 du modèle microscopique

2) Effet de la dilatation

Il est important d'étudier le problème de la dilatation des électrodes, conséquence de l'élévation de température, dans ces expériences en tension continue. Certains auteurs (Réf. 32) ont même défini la dilatation comme une cause de disruption dans les expériences à courte distance: en fait, ce n'est pas réellement un mécanisme de disruption, puisqu'il dépend de la forme et de la nature des électrodes et de leur support, et de l'impédance qui limite le courant.

En régime statique, l'importance de l'effet de dilatation dépend de la puissance apportée aux électrodes, et de la manière dont les électrodes et leurs supports évacuent cette puissance.

Dans le cas pratique des fils croisés, l'évacuation de la chaleur est bonne, par conduction le long des fils. De plus aucune flèche n'est possible sous l'effet de la dilatation puisque les fils sont maintenus tendus par les lames de ressort. Dans le cas de la géométrie sphère-plan, le plan lui-même par ses dimensions, permet une bonne diffusion de la chaleur, la sphère est solidaire d'un support en laiton, bon conducteur de la chaleur et de taille suffisante pour permettre la dissipation.

En régime prédisruptif, les courants mesurés sont de l'ordre de 10^{-11} à 10^{-10} A et les tensions moyennes 100 à 500 V. En prenant des valeurs maximales de courant, $I = 5.10^{-9}$ A , et de tension V = 500 V , dans le cas de la géométrie sphère-plan par exemple, il est possible de calculer un ordre de grandeur de l'élévation de température et de la dilatation.

En supposant l'énergie répartie sur toute la sphère, en appelant λ_o le coefficient de dilatation, c_o la chaleur massique, $\Delta\theta$ l'élévation de température, M la masse de la sphère de rayon R, on a en 1 seconde:

$$V\ I = M\ c_o\ \Delta\theta \qquad (64)$$

pour la sphère d'acier $c_o = 0,11$ cal/deg,g

$\rho_o \simeq 7800$ Kg/m^3

$M = 4.10^{-6}$ Kg

$R = 0,5.10^{-3}$ m

d'où l'élévation de température $\Delta\theta = 1,4.10^{-3}$ degré

et la variation relative du rayon R

$$\frac{\Delta R}{R} = \lambda_o \Delta\theta = 2{,}8.10^{-8}$$

avec $\lambda_o \simeq 2.10^{-5}$

L'application numérique montre que l'effet de la dilatation est négligeable.
Si on considère un temps plus long, l'apport d'énergie est plus grand, mais elle diffuse dans un volume plus grand (support de l'électrode) et l'élévation de température reste du même ordre.
On doit aussi noter que les coefficients de dilatation du Molybdène et du Titane sont encore plus faibles, respectivement 5.10^{-6} et $8{,}9.10^{-6}$.

Enfin, on doit noter que contrairement aux auteurs cités (Réf. 32) nous n'avons pas observé d'augmentation sensible du courant en fonction du temps pour un système d'électrodes soumis à une tension constante, ce qui serait l'indice d'une diminution de la distance inter-électrode sous l'effet de la dilatation.

B. Essais en régime impulsionnel

B1. Disruption en régime impulsionnel

Ces essais sont importants et ont été réalisés en grand nombre, plus de 300 essais. Ils permettent, en effet, de faire intervenir le facteur temps dans l'analyse des phénomènes, et d'évaluer l'importance dans la disruption, de divers paramètres comme nature des électrodes, distance inter-électrode, tension appliquée, état microscopique des surfaces...

a. Remarques préliminaires

Les essais ont été effectués dans les deux géométries: en géométrie sphère-plan, environ 300 essais, la cathode est une sphère d'acier au tungstène, l'anode est le plan en Cuivre, Titane ou Molybdène; en géométrie fil-fil, moins pratique mais permettant le dégazage, seulement quelques essais ont été réalisés.

La pression, pendant les essais, est toujours maintenue inférieure à 3.10^{-7} torr.

Les divers essais pour deux électrodes données sont de deux types:

- le premier essai où les surfaces ont une structure géométrique microscopique définie, liée au polissage.
- les essais suivants où les surfaces sont perturbées.

b. Schéma et principe des essais

Une bonne façon d'étudier les phénomènes électriques rapides, consiste à placer l'ensemble des électrodes dans une ligne coaxiale adaptée, cinquante ohms par exemple.

L'éventuelle disruption entre les électrodes apparaît comme un "défaut parallèle" sur la ligne. Le circuit comprend un générateur, décrit au ch. II, Dd, des cables 50Ω, se continuant dans l'enceinte et venant aux électrodes, des atténuateurs (cellules en Π, impédance 50Ω) et se termine par une résistance 50Ω assurant l'adaptation d'impédance.

L'élément de mesure est un oscilloscope, type TEKTRONIX 519 par exemple.
l'adaptation n'étant pas réalisée, côté alimentation, un long câble est placé entre celle-ci et les électrodes pour éviter toute réflexion sur l'oscillogramme. Au niveau de la cellule expérimentale, la structure n'est pas coaxiale. Dans le cas des fils, le fil supérieur fait partie de la ligne 50Ω; le fil inférieur, relié à la gaine des câbles, est de plus connecté à deux fils de Cuivre donnant sur l'extérieur et permettant le dégazage, sans rompre l'adaptation d'impédance.

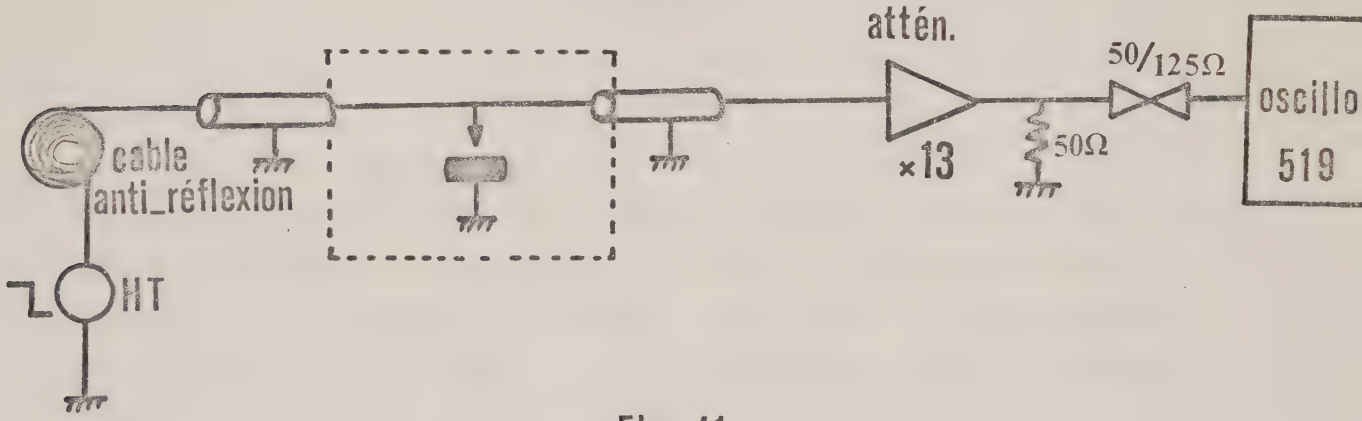


Fig 41

c. éléments de diagnostic

Pour chaque essai, repéré par la nature des électrodes et la distance initiale, on peut déterminer la tension de disruption: V_{disr}, la tension résiduelle v_{res} après disruption, le temps de retard t; le signal de tension provoquant la disruption, rampe ou échelon, le temps de passage du courant τ . De plus quelques renseignements complémentaires peuvent être obtenus par observation visuelle de la décharge, constatation éventuelle d'une déformation des surfaces après essai, par changement de place du point de contact des électrodes (origine des distances inter-électrodes) repéré par la graduation du micromètre, soudage éventuel des électrodes, observation microscopique des surfaces après essai.

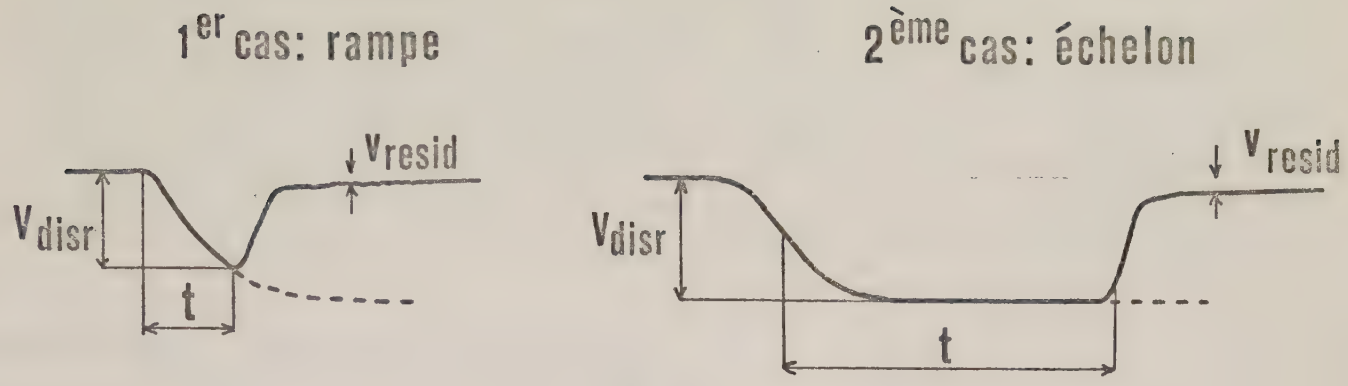


Fig 42

d. résultats

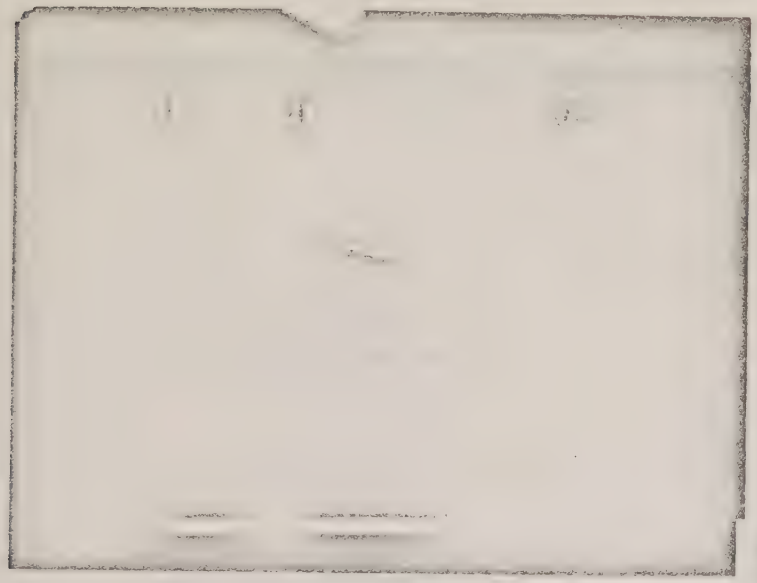
Les divers essais ont été menés en faisant varier la nature des électrodes, la distance initiale, et éventuellement la hauteur de l'échelon de tension appliqué. Le dépouillement est effectué sous forme d'oscillogrammes. Pour un système d'électrodes donné, les résultats, tensions et temps, sont assez dispersés. Aussi des histogrammes donnent une idée de la répartition statistique des tensions de disruption et des tensions résiduelles pour un matériau donné et une distance initiale donnée.

Le dépouillement faisant apparaître des disruptions présentant des similitudes en tension de disruption, tension résiduelle..., les résultats sont groupés en trois types de disruption:
les tableaux 1,2,3 associés aux groupes d'oscillogrammes présentent quelques résultats typiques.

Tableau n° 1

$p < 3\ 10^{-7}$ torr

	electrodes géom	electrodes nature	$X_{\mu m}$	V_d	v_r	t_{ns}	signal	lum. émis.	soudage élec.	remarques
1	sph plan	acier-W Mo	0,65	285	≈0	20	échel.	éclair visib.	non	déformation < 0,45µm
2	sph plan	acier-W Mo	0,18	85	≈0	30	échel.	peu de lum.	non	déformation < 0,15µm
3	sph plan	acier-W Mo	0,31	93	≈0	11	rampe	-	-	déformation < 0,20µm

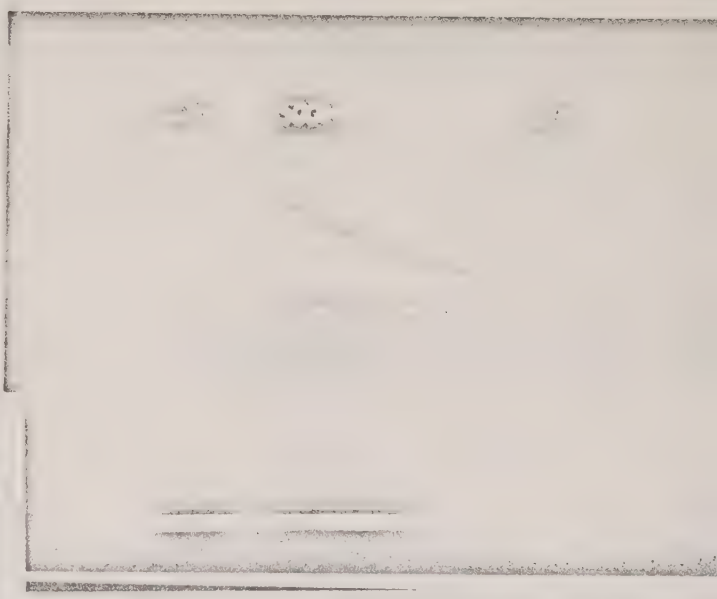


Essai n°1. 130V/car.,10ns/car

←

Essai n°2. 65 V,10 ns/car

→

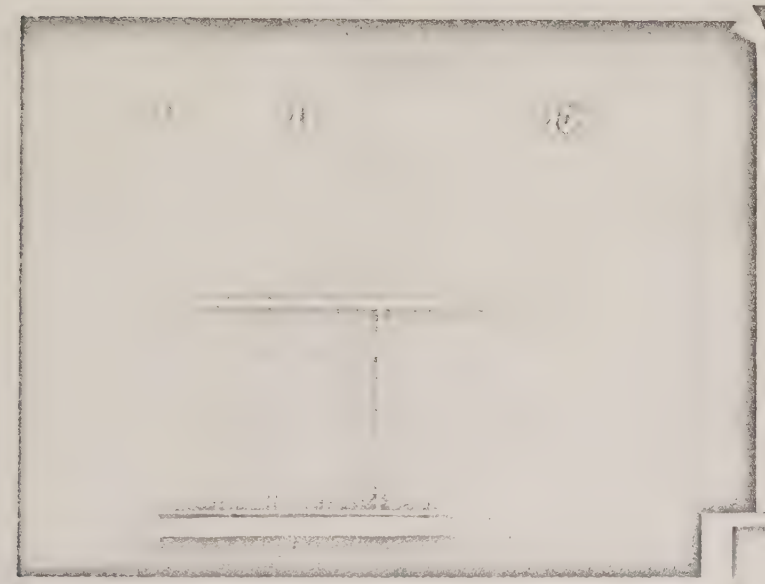


Essai n°3. 65 V,10ns/car

←

Tableau n°2 : $p < 3\ 10^{-7}$ torr

	électrodes géom	électrodes nature	$X_{\mu m}$	V_d	v_r	t_{ns}	signal	lum. émis.	soudage élec.	remarques
1	sph plan	acier-W Mo	0,60	95	9	7	rampe	pas de lum.	oui	déformation ≃ 2,5µm
2	sph plan	acier-W Mo	0,31	46	12	7	rampe	pas de lum.	oui	déformation ≃ 0,6µm
3	sph plan	acier-W Mo	0,18	19	9	7	rampe	pas de lum.	non	déformation ≃ 0,2µm

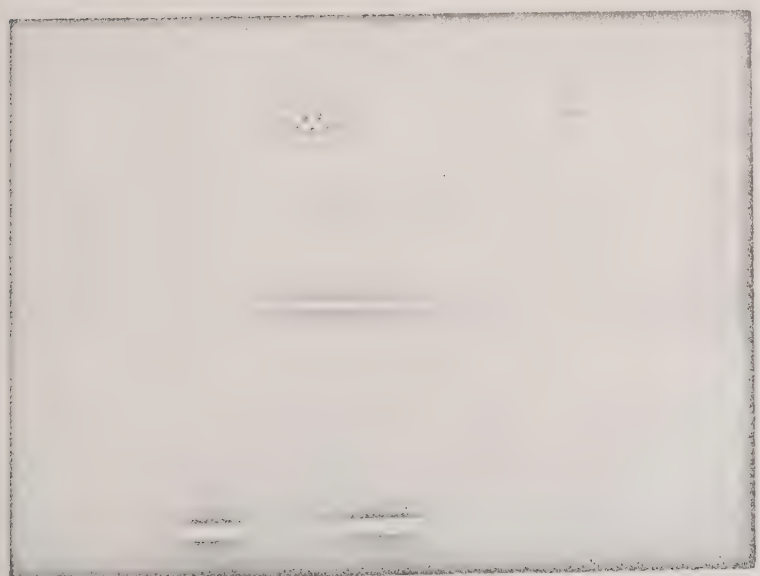


Essai n°1.130V/car,10ns/car

←

Essai n°2.65V,10ns/car

→

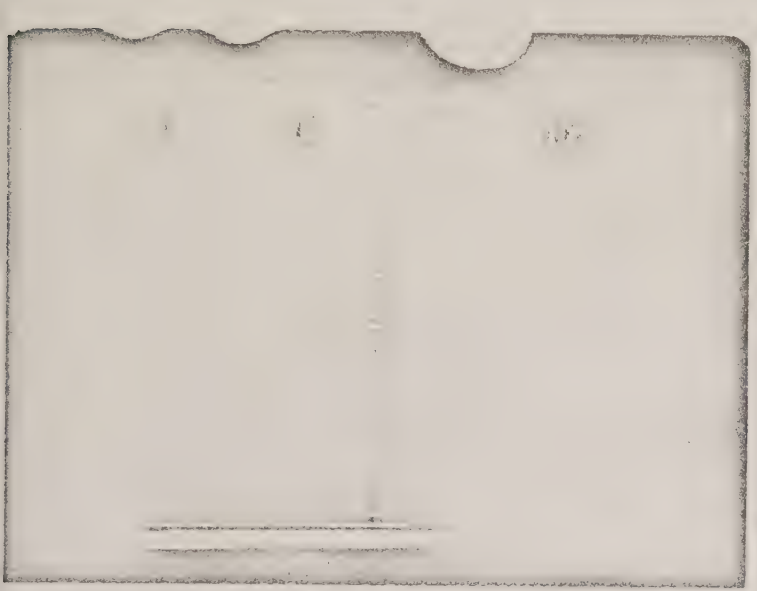


Essai n°3.65V,10ns/car

←

Tableau n°3 $p < 3\ 10^{-7}$ torr

	électrodes géom	nature	$X_{\mu m}$	V_d	v_r	t_{ns}	signal	lum. émis.	soudage élec.	remarques
1	sph, plan	acier-W Mo	0,65	130	18	10	rampe	éclair lumin.	-	déformation ≃ 1µm
2	sph, plan	acier-W Ti	0,31	57	18	14	rampe	-	non	déformation ≃ 0,6µm
3	fil fil	Mo Mo	0,65	310	18	10	rampe	éclair	non	déformation ≃ 0,3µm

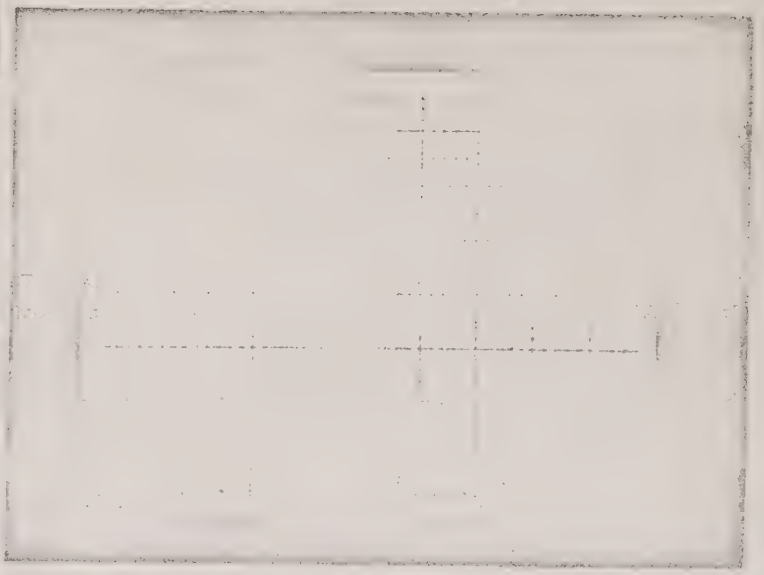


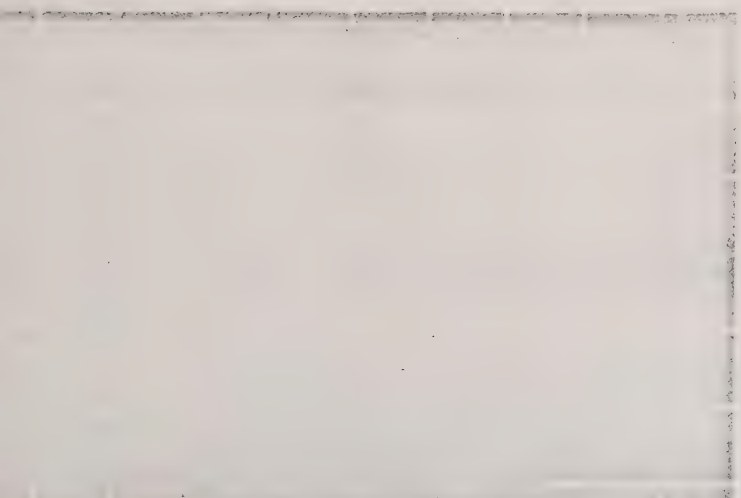
Essai n°1.130V/car,10ns/car

←

Essai n°2.26V,20ns/car

→





Essai n°3. 130V,10ns/car

←

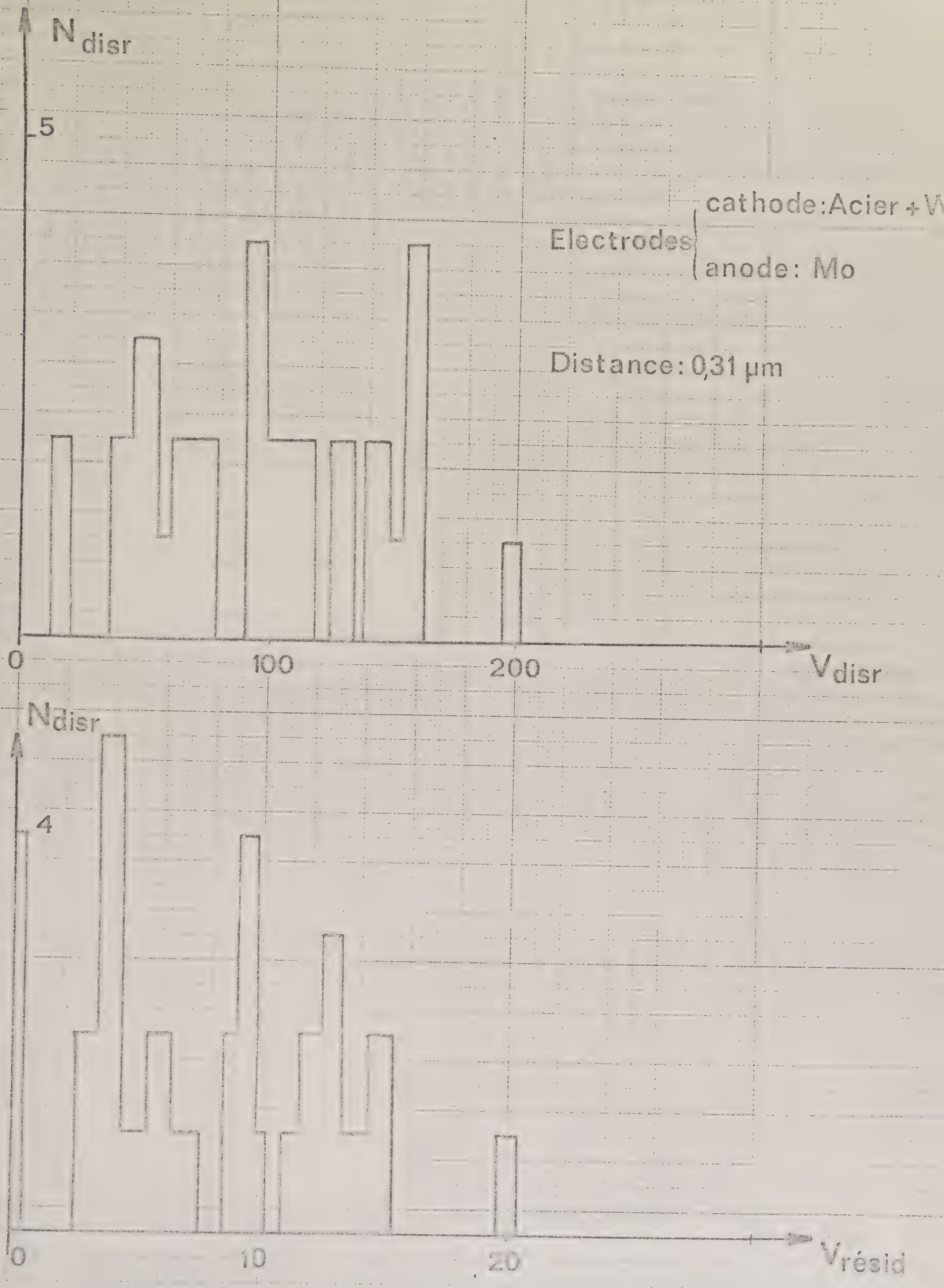
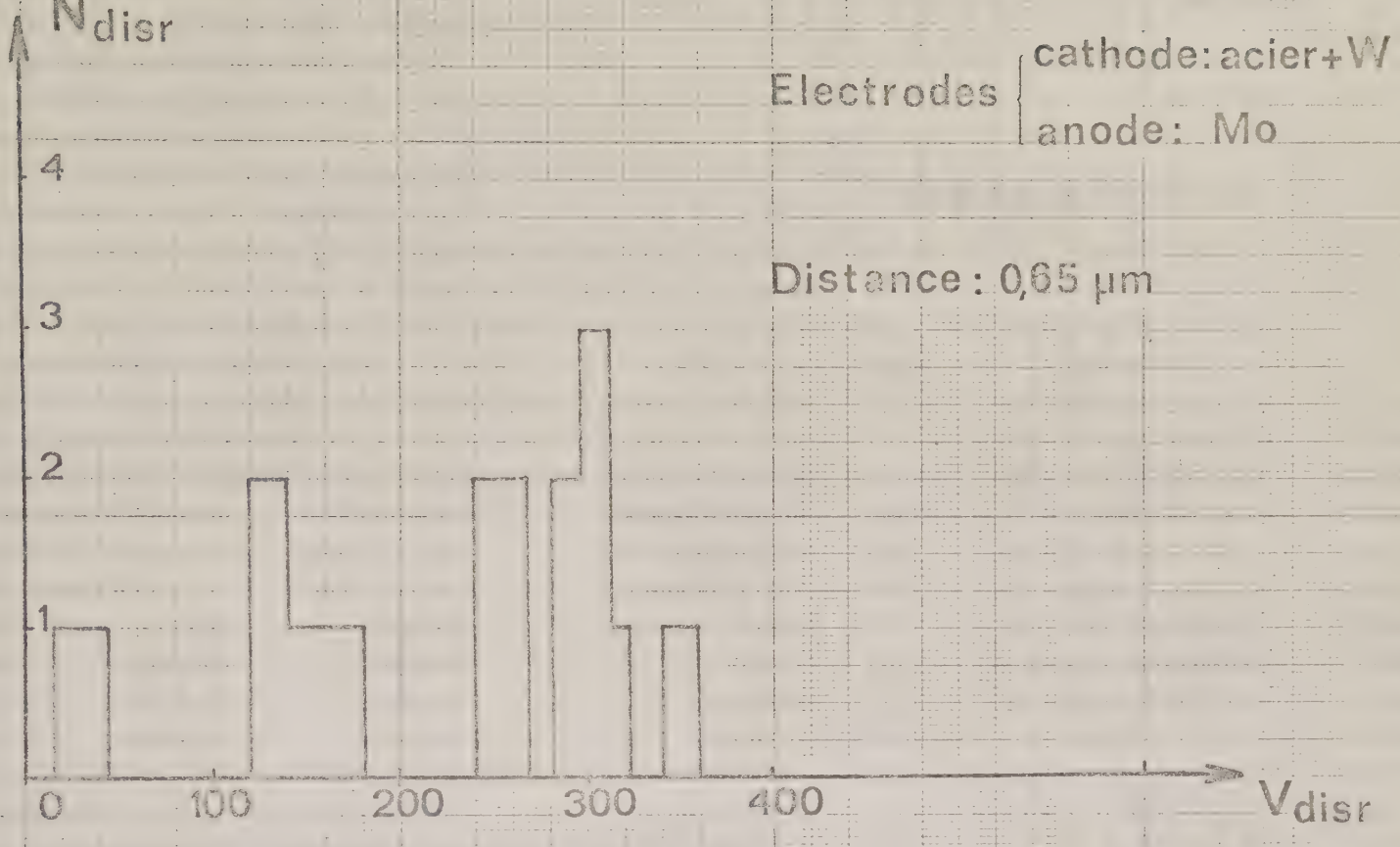

N disr
5
Electrodes
cathode: Acier + W
anode: Mo
Distance: 0,31 µm
0
100
200
V disr
N disr
4
0
10
20
V résid

Fig 43


N_{disr}
Electrodes
cathode: acier+W
anode: Mo
Distance : 0,65 µm
4
3
2
1
0
100
200
300
400
V_{disr}

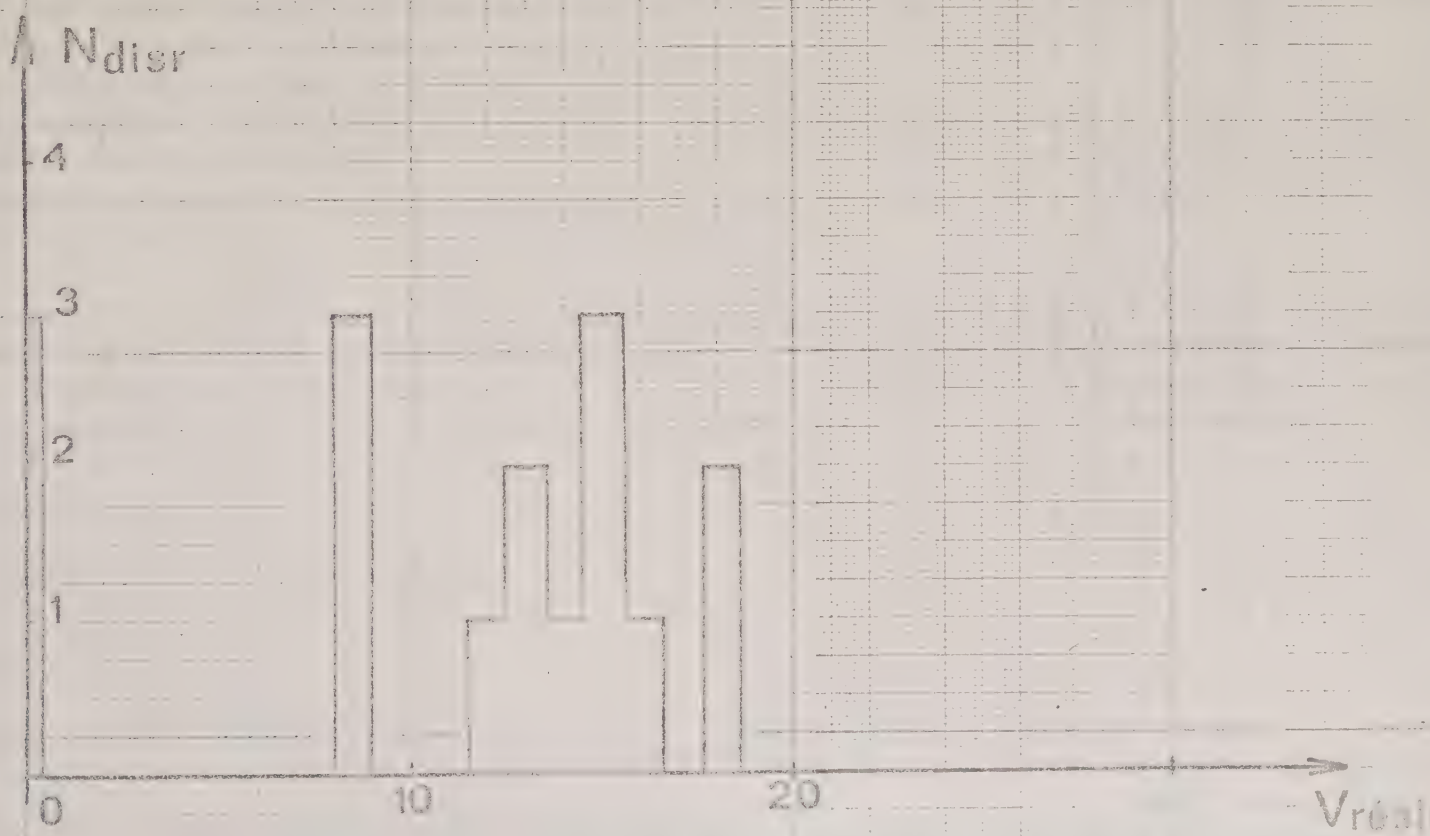
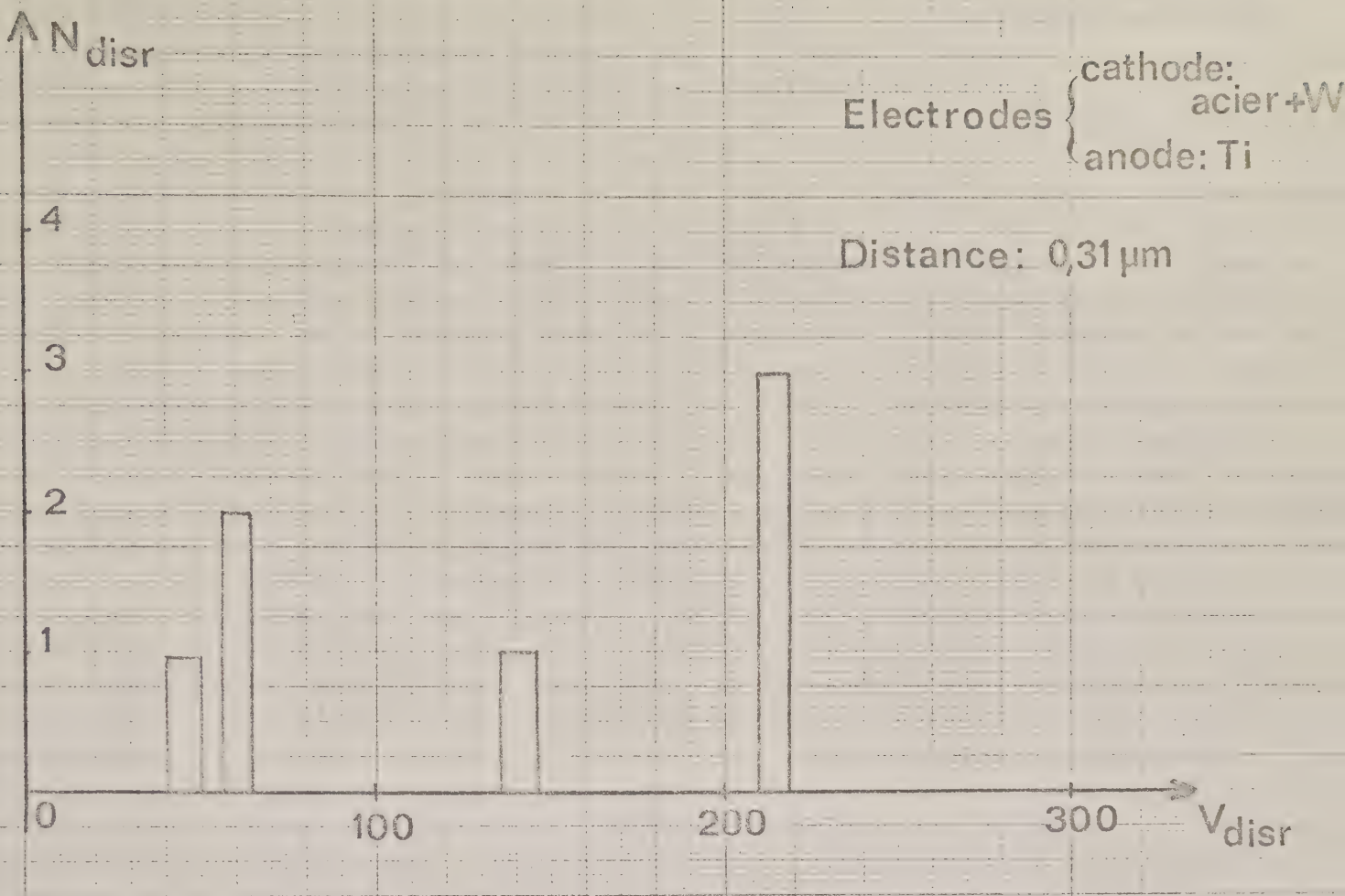

N_{disr}
4
3
2
1
0
10
20
$V_{réseau}$

Fig 4 -


N disr
Electrodes
cathode:
acier+W
anode: Ti
Distance: 0,31 µm
4
3
2
1
0
100
200
300
V disr

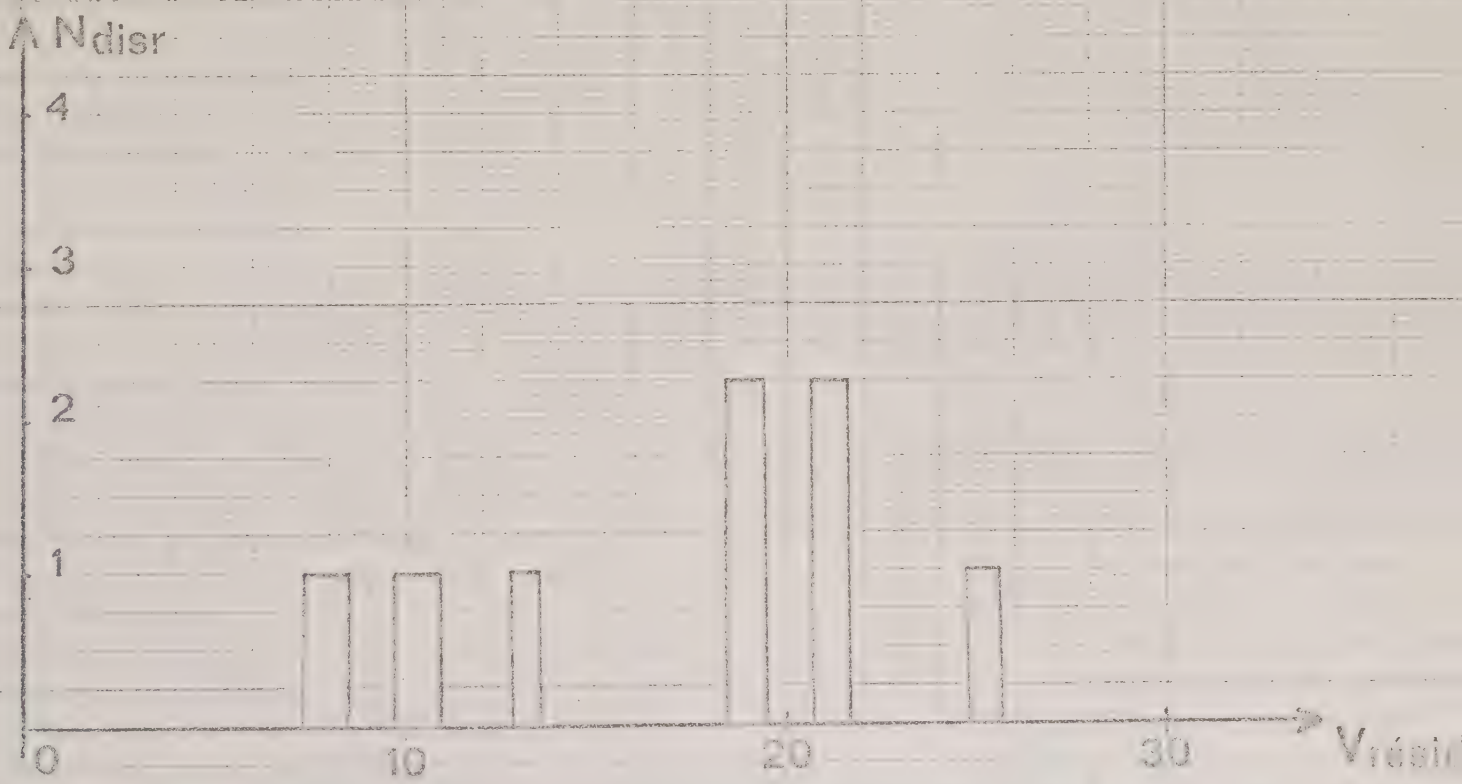
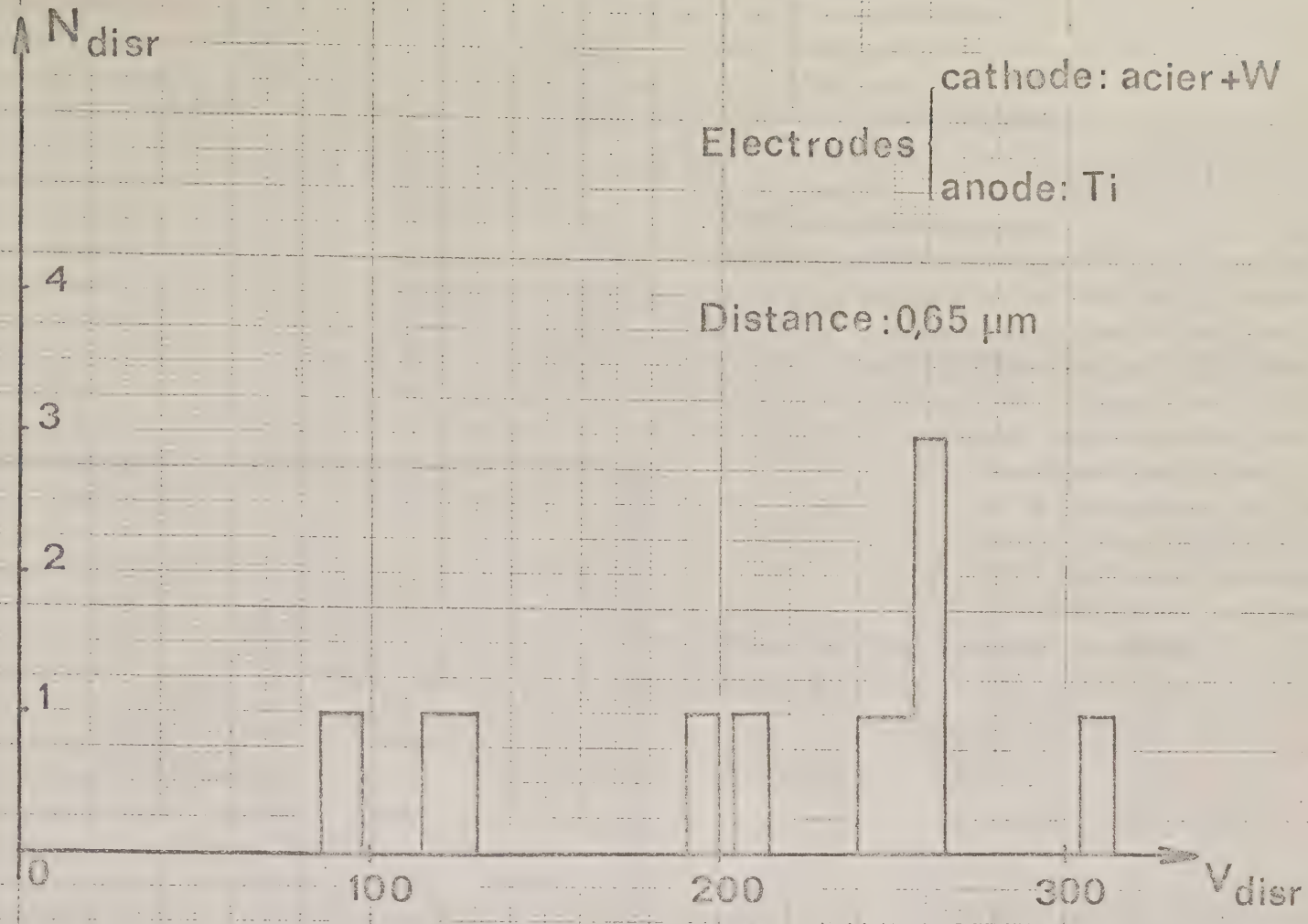

N disr
4
3
2
1
0
10
20
30

Fig 45


N disr
Electrodes
cathode: acier+W
anode: Ti
Distance: 0,65 µm
4
3
2
1
0
100
200
300
V disr

N disr
4
3
2
1
0
10
20
30

Fig 46

Exemples d'observations au microscope électronique

Système sphère-plan ayant subi une décharge impulsionnelle

distance : 0,275 microns

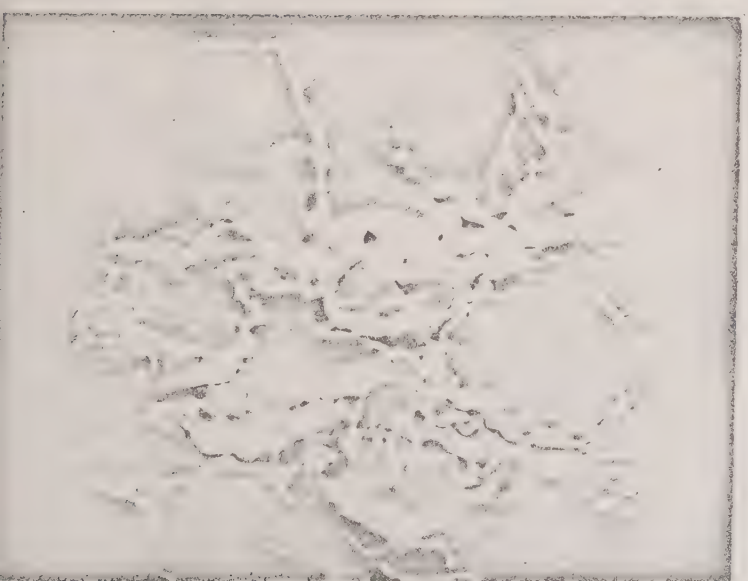
tension d'arc : environ 18 V

courant maximum : environ 10 A

arc accompagné d'un éclair lumineux très intense durant environ 100 ns

Observation du plan (anode)
Matériau : Mo
G = 500
←

Observation de la sphère
(cathode)
Matériau:acier + W
G = 1200
→



Observation du plan (anode)
Matériau : Mo
G = 2000
←

B2. Etude de la lumière émise par la décharge

a. Cette étude est complémentaire de la précédente et a été menée parallèlement. Dans ces essais la géométrie est du type-sphère-plan; la décharge éclaire le photomultiplicateur placé à l'extérieur de l'enceinte face à un hublot.

b. schéma et principe des essais.

Le circuit utilisé pour alimenter la cellule expérimentale est analogue à celui du paragraphe B1 , il comporte en plus un circuit de déclenchement de l'oscilloscope. La lumière, émise par la décharge, éclaire un photomultiplicateur 56 TUVP, adapté en sortie sur 50Ω. L'élément de mesure est un oscilloscope bi-faisceaux type TEKTRONIX 7844 par exemple.
L'oscilloscope étant déclenché extérieurement par le signal de tension, le bruit du photomultiplicateur, c'est-à-dire environ 1000 impulsions aléatoires par seconde, ne vient pas perturber les mesures, l'analyse se faisant en moins de 100 ns. La simultanéité des deux signaux est réglée, selon la méthode exposée (Ch II, E4 b), à l'aide d'une ligne à retard insérée dans le circuit du signal de tension.

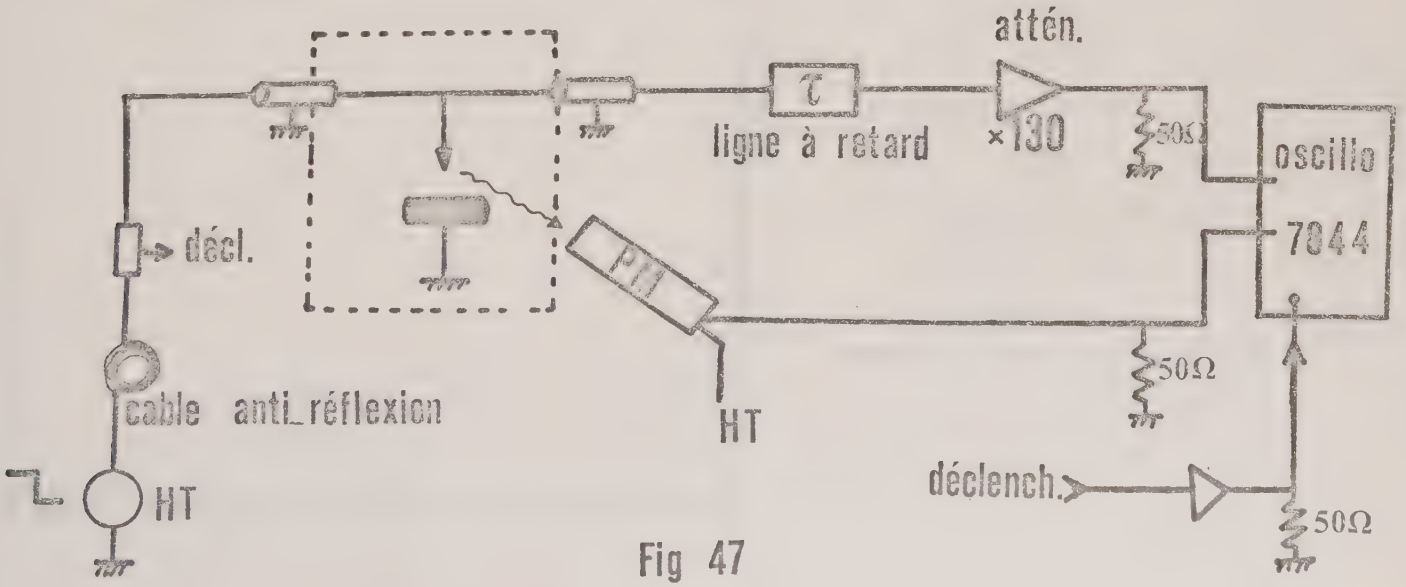
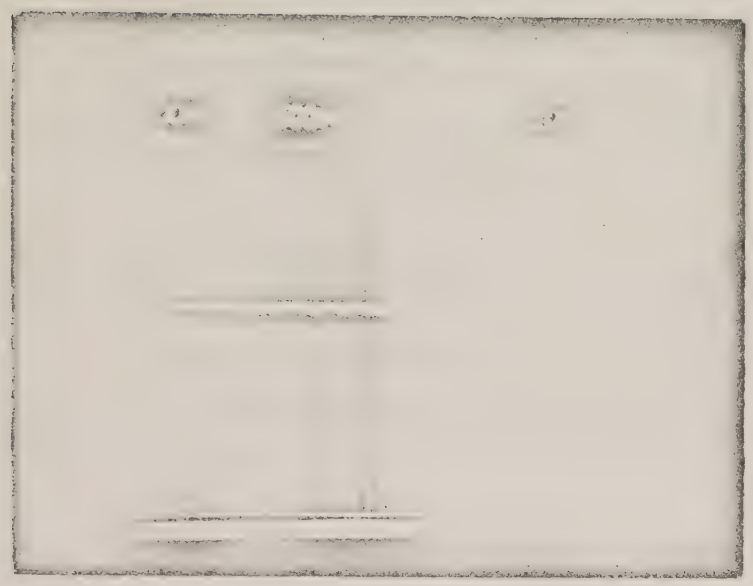


Fig 47

c. résultats

Des oscillogrammes typiques, sur lesquels sont portés les signaux de tension et de lumière, sont présentés page 110.



cathode:acier-W
anode : Mo
distance:0,31 µm
V 65V/car,10ns/car
Φ 500mV/car
tens. alim. PM : 2200V

cathode:acier-W
anode : Mo
distance:0,31 µm
V 130V/car,10ns/car (bas)
Φ 1V/car (haut)
tens. alim. PM : 2000V

B3. Mesure du courant de décharge.

a. Cette étude est également complémentaire de celle de B1, elle a été menée simultanément en géométrie sphère-plan.
La mesure du courant est effectuée à l'aide d'une sonde TEKTRONIX placée sous vide dans le retour à la masse du plan (voir photos ch. II)

b. Le circuit, qui permet la mesure simultanée des signaux de tension et de courant, est représenté fig. 48.
La simultanéité des signaux est réglée selon la méthode exposée en E4.c.

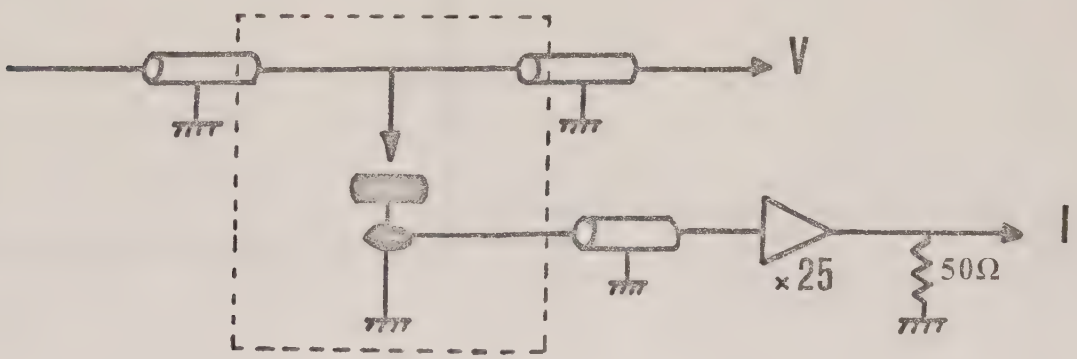


Fig 48

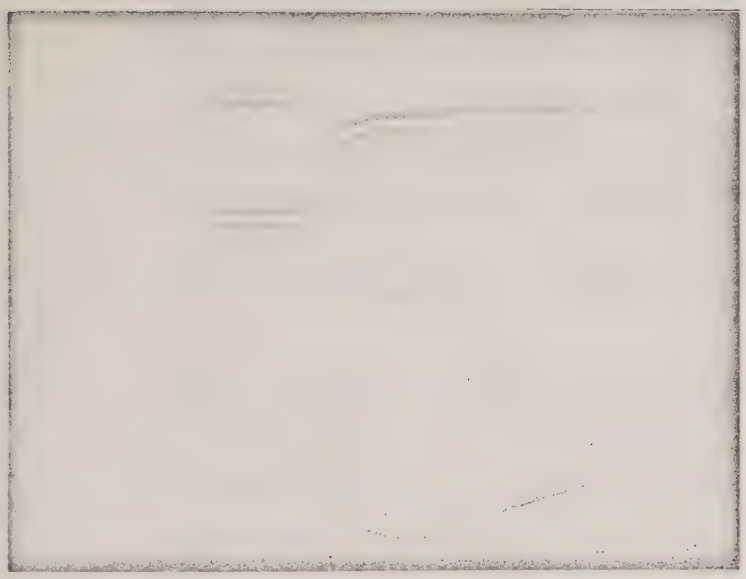
c. résultats

Quelques résultats typiques sont présentés dans le tableau n° 4, les oscillogrammes page 112 leur sont associés.

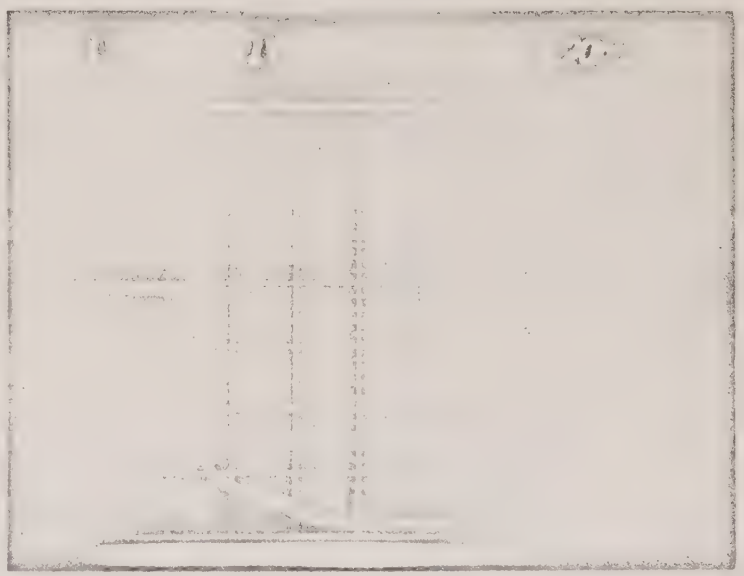
N B. - Les valeurs de v_{res} apparaissant dans le tableau sont différentes de celles vues sur les oscillogrammes car la sonde de courant ramène une résistance de 1Ω au primaire.

Tableau n°4 $p < 3\ 10^{-7}$ torr

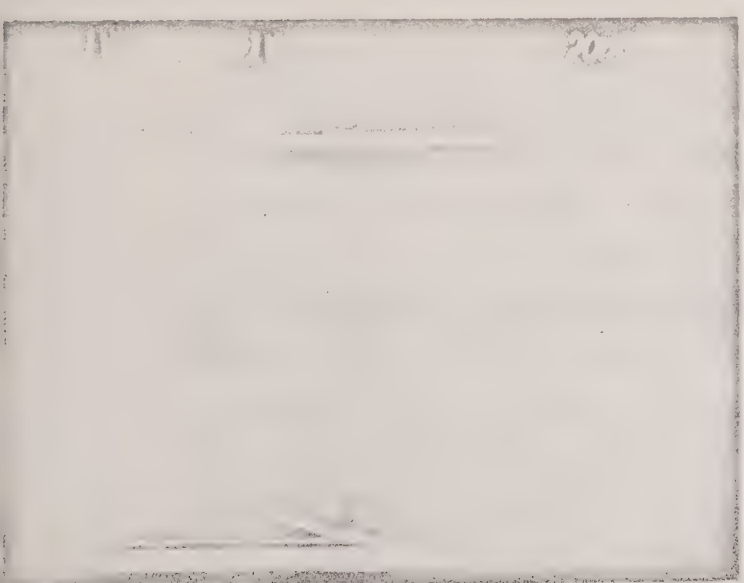
	électrodes géom	nature	$X_{\mu m}$	V_d	v_r	t_{ns}	signal	I_A	soudage élec.	remarques
1	sph plan	acier-W Cu	0,31	130	10	10	rampe	17	-	-
2	sph plan	acier-W Ti	0,31	215	19	7	rampe	17	non	légère déformation
3	sph plan	acier Ti	0,65	260	17	10	rampe	15	oui	-



V
I
Essai n°1. 50ns/8mm ←



V
I
Essai n°2. 130V,20ns/car
5A/car →



Essai n°3. 130V,20ns/car
5A/car ←
V
I

B4. Interprétation des résultats.

a. analyse des résultats

Malgré la dispersion des résultats présentés, en partie sous forme d'oscillogrammes et d'histogrammes, il apparaît nettement trois types distincts de disruptions.
A chacun de ces types, sont associés un tableau de résultats, et une série d'oscillogrammes.
Ces types de disruptions sont différenciés, tout d'abord par la tension résiduelle: il apparaît trois groupes de valeurs; par exemple, pour des électrodes en acier et Molybdène,
un premier groupe pour lequel la tension résiduelle est quasi-nulle
un deuxième, où la tension résiduelle est comprise entre:
5 V, et 10 V,
un troisième groupe entre 14 et 18 V.

Nous définirons donc les disruptions du type I (tableau n°1) pour lesquelles la tension résiduelle est quasi-nulle (inférieure à 3 V) pour tous les matériaux utilisés et quelle que soit la distance initiale.
La tension de disruption, fonction de la distance, est relativement élevée, ainsi que le temps de retard, en moyenne 20 à 30ns. La disruption est en général associée à une émission de lumière assez intense. Les électrodes ne sont généralement pas soudées, et on note peu de déformation des surfaces après essai, c'est-à-dire inférieure à 0,3 µm.

Les disruptions du type II (tableau n° 2) sont caractérisées par des tensions résiduelles assez basses: 5 V environ pour une distance de 0,3 µm à 10 V environ pour une distance de 0,65 µm, et en général plus élevées pour le couple Acier-Titane que pour le couple Acier-Molybdène
Les tensions d'amorçage sont assez faibles, généralement inférieures à 100 V pour une distance inférieure ou égale à 0,65 µm, et les temps de retard assez courts, en moyenne 5 à 10 ns. Ces décharges ne sont pas, ou peu, lumineuses; les électrodes se soudent, et l'arc est en général de courte durée;

de plus, on note une forte déformation des surfaces après essai, généralement 1 à 2 µm.

Enfin les disruptions du type III (tableau n° 3) sont caractérisées par des tensions résiduelles supérieures, 15 à 18 V; les tensions d'amorçage sont relativement élevées: 100 à 300 V selon la distance, de même les temps de retard sont fonction de la distance: de 7ns pour 0,15 µm à 30ns pour 0,65 µm.
Ces décharges sont accompagnées d'un éclair lumineux très intense (voir photo ci-dessous). Les électrodes ne se soudent généralement pas et l'arc dure plus longtemps que dans le cas précédent; de plus, la déformation des surfaces est moins importante, inférieure à 0,7 µm.

On peut résumer les résultats sous forme de tableau présentant les valeurs extrêmes et moyennes des diverses grandeurs associées aux disruptions.(tableau n°5).

type disrup.	nature élec.	$\chi_{\mu m}$	tens.d'amorçage extrêm.	tens.d'amorçage moyenne	tens.résiduelle extrêm.	tens.résiduelle moyenne	temps de retard extrêm.	temps de retard moyenne
I	acier Mo	0,31	95-200	137	≃ 0	≃ 0	11-20	17
I	acier Mo	0,65	286-305	300	≃ 0	≃ 0	20-38	30
I	acier Ti	0,65	145	145	≃ 0	≃ 0	14	14
II	acier Mo	0,31	15-69	43	5-10	8	5-12	8
II	acier Ti	0,31	40-55	46	7,5-10	9	5	5
II	acier Cu	0,31	125-145	137	5-10	7,5	12	12
II	acier Mo	0,65	20-130	73	9-12	10	5-26	11
II	acier Ti	0,65	45-80	62	8-10	9	5	5
III	acier Mo	0,31	107-160	131	13-15	14	16-30	20
III	acier Ti	0,31	215	215	18-21	20	7	7
III	acier Mo	0,65	100-250	180	15-17	16	7-17	11
III	acier Ti	0,65	130-370	242	16-20	17	7-30	18
III	Mo Mo	0,65	145-250	293	13-18	15	7-30	19

b. interprétation

Compte tenu des résultats expérimentaux et des travaux antérieurs (Réf. 29) on peut considérer les disruptions du type I, comme conséquences d'un mécanisme d'attraction à l'échelle microscopique, les disruptions du type II comme des arcs d'origine anodique, et les disruptions du type III comme des arcs d'origine cathodique.

Les résultats expérimentaux dépendent de paramètres définis, comme nature des électrodes et distance initiale, et d'un paramètre non défini et pratiquement non contrôlable, sauf pour le premier essai, l'état de surface microscopique.

Ce dernier paramètre est, en fait, déterminant, et explique la dispersion importante des résultats pour une nature d'électrodes et une distance données (voir tableau n° 5).

Nous pouvons étudier l'influence des divers paramètres en traçant des courbes de fréquence relative $\frac{N}{N}i$ en fonction de la valeur du paramètre, N_i est le nombre de disruptions du type i, N est le nombre total de disruptions dans des conditions données. On doit noter que le nombre N est souvent assez faible: environ 10 à 60.

Influence de la nature du matériau anodique

La figure 49.1 représente la fréquence relative $\frac{N}{N}i$ de chaque disruption en fonction de la température de fusion de l'anode. La cathode est en acier au Tungstène, les anodes sont en Cuivre, Titane ou Molybdène. L'état de surface est non défini; les distances initiales sont inférieures à 0,65 µm.

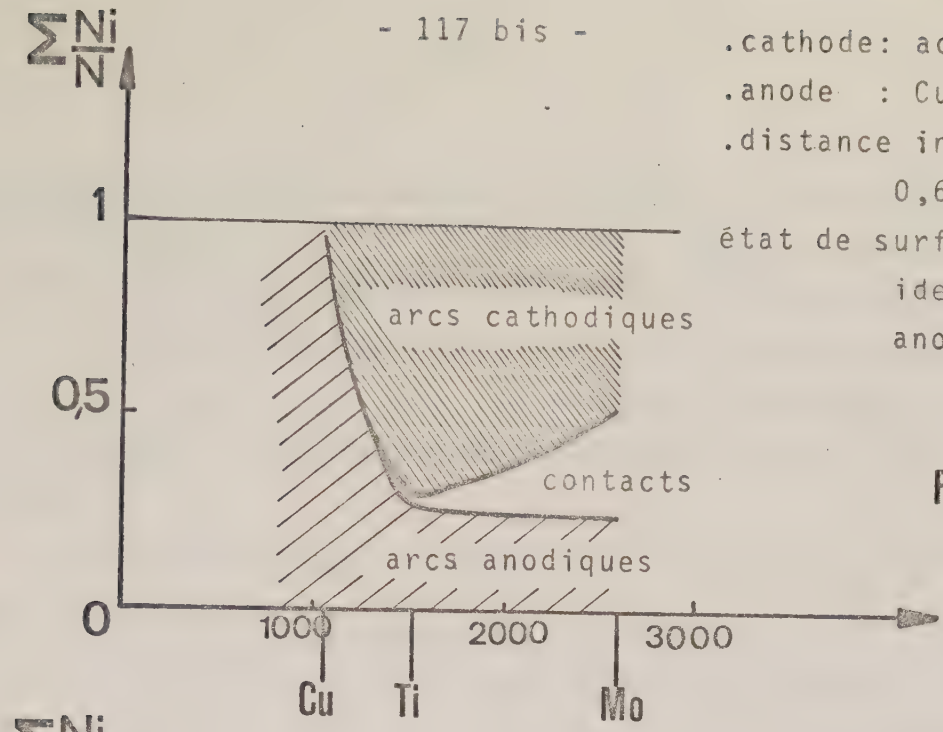
On remarque, et c'est conforme à la théorie des arcs, que, si l'anode est plus fusible (cuivre) que la cathode, les mécanismes anodiques sont favorisés, tandis que si les deux métaux sont réfractaires, la probabilité de chacun des deux mécanismes devient semblable. Les disruptions d'origine mécanique (contact) semblent favorisées pour les métaux réfractaires, pour lesquels les processus liés à la vaporisation sont moins probables.

Influence de la distance initiale

La figure 49.2 représente la fréquence relative $\frac{N}{N}i$ en fonction de la distance initiale pour une anode en Molybdène et une cathode en acier au Tungstène, les états de surface étant quelconques. On remarque que les arcs anodiques(liés à des valeurs du coefficient d'amplification β faibles) sont favorisés pour les faibles distances dans le domaine considéré, les arcs d'origine cathodique sont défavorisés pour les très petites distances:
Ils sont liés, d'après la théorie, à des valeurs de β assez grandes, or on sait que β diminue avec la distance. Par ailleurs, pour des distances comprises entre 10 µm et 1 mm, il a été montré que les arcs d'origine cathodique sont beaucoup plus probables, le coefficient ayant alors atteint sa valeur maximale β_∞ .

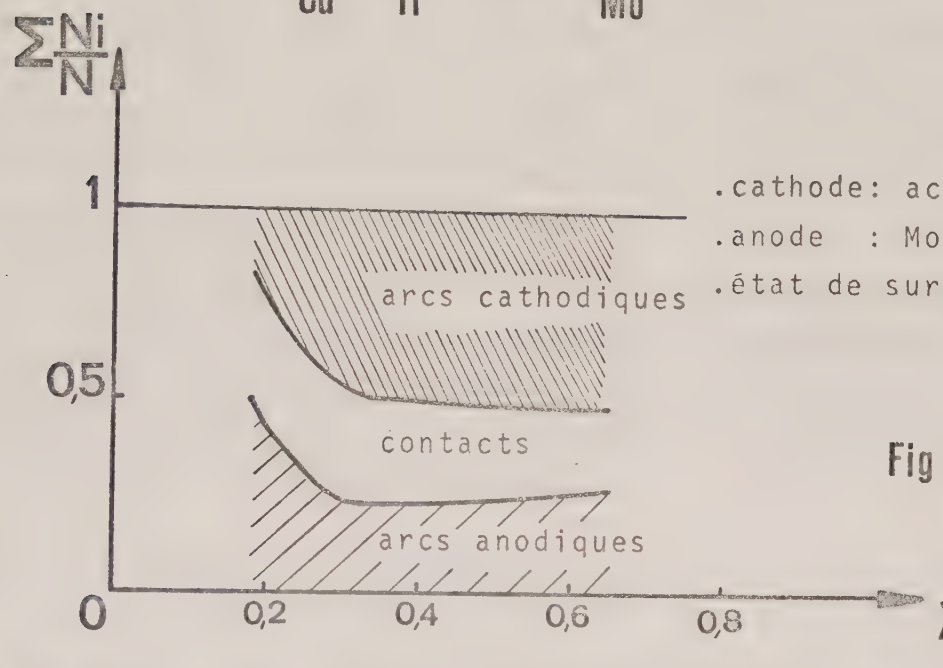
Influence de l'état de surface

Il est difficile de faire une étude complète en fonction de l'état de surface, celui-ci n'étant en général, pas contrôlable facilement. Il est cependant intéressant de comparer les fréquences relatives de chaque mécanisme pour des surfaces quelconques (cas général) et pour des surfaces vierges (1^{er} essai) où la cathode présente une surface mieux polie que l'anode. (voir ch II, C2.b). La figure 49.3 représente ces résultats d'une part pour une cathode en acier et une anode en molybdène, d'autre part pour une cathode en acier et une anode quelconque (Cuivre, Titane, ou Molybdène).
On remarque que pour les premiers essais (surfaces vierges) il y a plus de disruptions d'origine mécanique que d'arcs cathodiques, la cathode étant mieux polie que l'anode, les irrégularités d'anode sont caractérisées par des coefficients d'amplification β plus grands. Réciproquement, il y a plus d'arcs cathodiques que de disruptions d'origine mécanique quand les surfaces sont quelconques, puisqu'alors la cathode présente elle-même des irrégularités importantes.



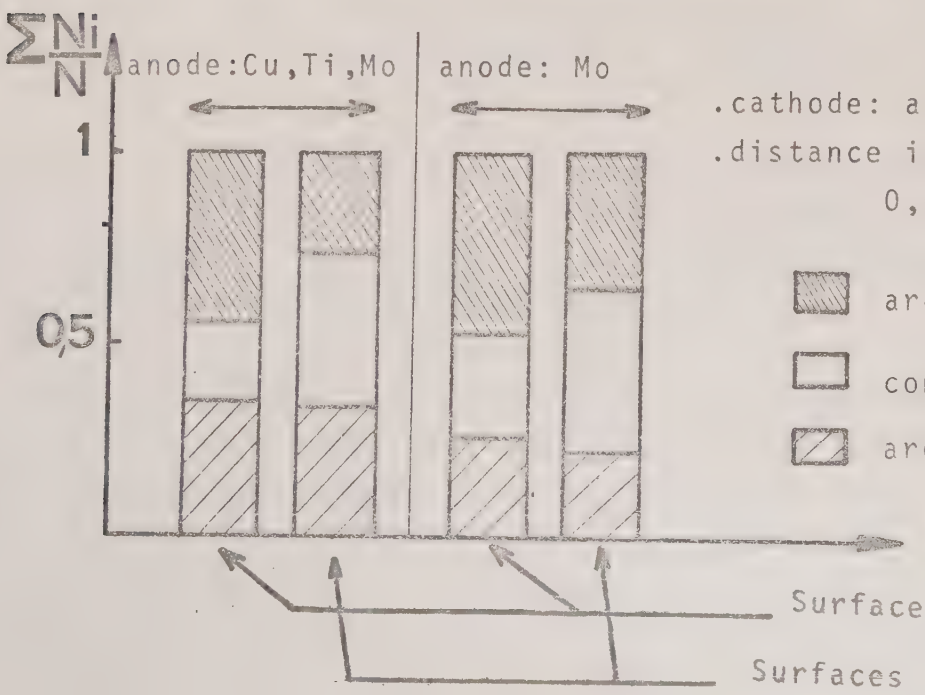
.cathode: acier-W
.anode : Cu, Ti, Mo
.distance inférieure à 0,65 µm
état de surface non défini identique pour anode et cathode

Fig 49.1



.cathode: acier-W
.anode : Mo
.état de surface non défini

Fig 49.2



.cathode: acier-W
.distance inférieure à 0,65 µm

arcs cathodiques
contacts
arcs anodiques

Fig 49.3

Remarques • Les essais menés en géométrie fil-fil (Molybdène), après dégazage, ont tous donné lieu à des arcs cathodiques. On peut, pour expliquer ce fait, former plusieurs hypothèses:

- l'état de surface des fils est assez irrégulier même pour le premier essai; la haute température du dégazage entraînant la formation de cristaux présentant des arêtes vives à la surface.

- la présence de gaz adsorbés dans l'anode favorise les mécanismes anodiques.

• la quantité de lumière émise dépend du type de l'arc, celle-ci est nettement plus grande pour les arcs cathodiques. Pour les disruptions du type I, liées au mécanisme d'attraction locale, l'émission de lumière pourrait correspondre à l'explosion de la zone de contact entre les électrodes sous l'effet du passage du courant.

• Enfin, on peut penser, bien qu'il n'y ait pas de preuve expérimentale, que les arcs anodiques ou cathodiques sont, dans la plupart des cas, précédés d'un processus de rapprochement des électrodes selon les mécanismes décrits au chapitre I. B (mécanismes mixtes).

C. Mesures complémentaires

C1. mesure du courant capacitif - capacité parasite en géométrie sphère-plan.

Un signal de tension variable étant appliqué au système (tension inférieure à la tension de claquage), le courant, essentiellement capacitif (*), est mesuré par insertion d'une résistance de 50 Ω dans le retour à la masse du plan.

(*) - le courant d'émission de champ est tout à fait négligeable devant le courant capacitif, quand la tension est éloignée de la tension de disruption.

Dans l'expérience:

. électrodes sphère : acier + W , plan: Cu ,

. distance X_o = 0,65 µm

$$\frac{dV}{dt} \sim \frac{80}{100.10}\text{-}9 = 8.10^8 \text{ V/s}$$

$$C \simeq 3{,}75.\ \text{pF}$$

$$I_{max} = 3 \text{ mA}$$

La capacité du système sphère-plan lui-même, évaluée théoriquement est relativement faible (0,25 pF) devant la capacité parasite à laquelle on peut attribuer la valeur de 3,5 pF.

C2. Disruption statique dans l'air sous microscope.

Quelques expériences ont été réalisées dans l'air, à pression atmosphérique, sous microscope (lunette de grossissement 150). Le système d'électrodes est du type sphère-plan, la sphère est en contact électrique avec son support, mais n'est pas fixée rigidement à lui. Le système est donc caractérisé par une raideur mécanique faible.

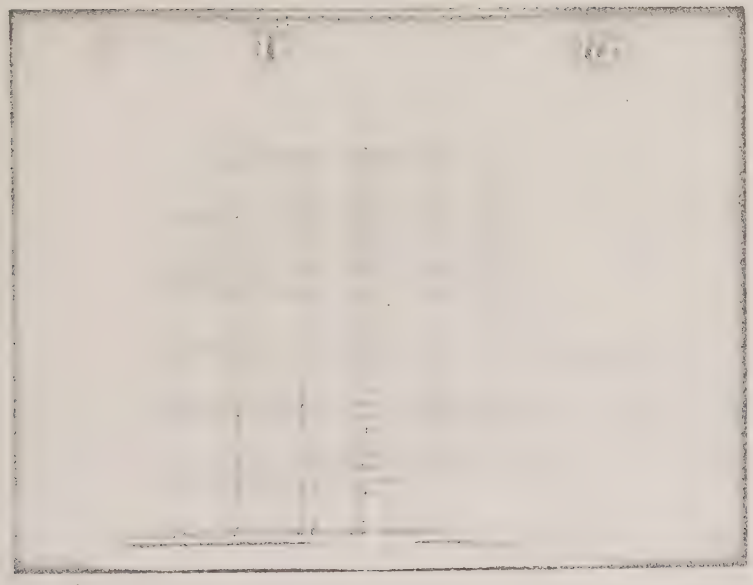
Lorsqu'une tension lentement croissante est appliquée (régime quasi-statique), la sphère est attirée vers le plan et se déplace vers lui d'un mouvement correspondant au déplacement du point d'équilibre, et visible au microscope. Le contact des deux électrodes s'effectue avec jaillissement d'une lumière intense

C3. Réponse à un échelon négatif dans l'air à pression normale.

Un certain nombre d'essais ont été réalisés en géométrie sphère-plan dans l'air à pression atmosphérique. Les circuits électriques sont identiques à ceux de B3. : mesure simultanée du courant et de la tension. Des résultats sont résumés dans le tableau n°6 associés aux deux oscillogrammes typiques présentés page 120. On doit noter que les décharges sont relativement peu lumineuses.

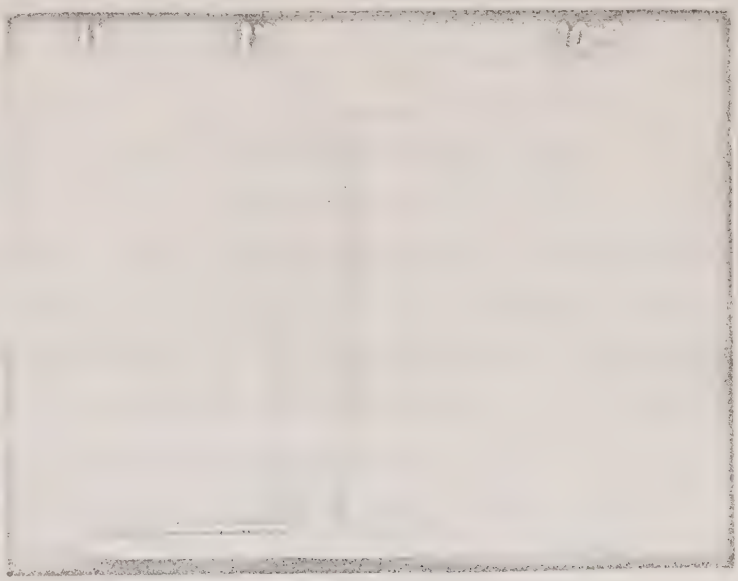
Tableau n°6 pression atmosphérique

	électrodes géom	nature	$X_{\mu m}$	V_d	v_r	t_{ns}	signal	I_A	soudage élec.	remarques
1	sph plan	acier-W Ti	0,31	65	21	7	rampe	15	non	déformation ≃ 2µm
2	sph plan	acier-W Ti	0,65	90	23	7	rampe	15	-	déformation ≃ 1,7µm



Essai n°1. 130V,10ns/car
5A/car ←

V
I



V
I
Essai n°2. 130V,10ns/car
5A/car →

C4. Remarques sur les essais impulsionnels.

Il est difficile de donner des conclusions à partir du petit nombre d'essais réalisés dans l'air.
Si on compare les résultats d'une expérience donnée, par exemple, électrodes en Acier-W et Cuivre, distance 0,65 µm, ayant donné lieu à des arcs anodiques, on note que les tensions d'amorçage sont plus faibles dans l'air. Le résultat est identique pour un plan en Titane, les tensions résiduelles, dans ce cas, sont assez importantes.

Acier-Cu	0,65 µm		
	vide	air	
tension d'amorçage	179	95	valeurs moyennes
tension résiduelle	8	7	

D'autre part, il n'apparaît pas d'autre différence importante sur les oscillogrammes des essais dans l'air par rapport à leurs homologues dans le vide.

Les expériences de Germer (Réf. 34) semblent montrer que les décharges dans l'air, à ces distances, sont comme dans le vide, amorcées par le courant électronique d'émission de champ. Ses expériences montrent, en particulier, que le champ électrique d'amorçage est beaucoup plus bas avec une cathode non polie qu'avec une cathode polie pour deux expériences par ailleurs identiques.
Le développement de l'arc dans l'air, après sa phase d'amorçage, est différent de celui des arcs dans le vide. Les tensions sont en général trop faibles pour provoquer une vaporisation importante du métal des électrodes. Les calculs de Germer sembleraient montrer que les ions responsables de la décharge viendraient de collisions entre les électrons et les molécules du gaz adsorbé à l'anode plutôt qu'avec le gaz contenu dans l'espace inter-électrode .

D. Discussion et synthèse

D1. Disruptions statiques

Les disruptions obtenues entre des électrodes soumises à une tension lentement croissante (quasi-statique), dans les essais disruptifs, en fin de tracés prédisruptifs, et dans les essais dans l'air sous microscope, peuvent s'interpréter, dans certains cas, par le mécanisme de rapprochement et de contact macroscopique décrit au chapitre I.A. Cette interprétation est soutenue par les résultats d'autres auteurs et l'analyse des résultats obtenus, variation linéaire de la tension disruptive avec la distance, influence de la raideur du système, reproductibilité des tensions de disruption, observation directe sous microscope.

Les limites physiques du modèle de rapprochement macroscopique sont liées aux effets microscopiques d'attraction locale, d'émission de champ... fortement dépendant de l'état de surface. Mais l'expérience montre que, dans certains cas, si l'état de surface est suffisamment bon, le seuil d'irréversibilité mécanique (relation 17 bis) est franchi avant les seuils d'irréversibilité de disruption, liés aux effets microscopiques. La disruption est alors d'origine mécanique, même si, une fois ce seuil x_s franchi, la tension appliquée s'annule.

N.B. Si la tension appliquée est la tension de disruption statique $V = V_{disr}$, la relation (17 bis) donne le seuil $x_s = \frac{x_o}{e^2}$.

D2. Disruptions sous l'action d'impulsions à l'échelle de la ns.

Les résultats expérimentaux et les travaux antérieurs de quelques auteurs montrent que les disruptions sous l'action d'impulsions peuvent se classer en trois catégories: les arcs d'origine anodique, les arcs d'origine cathodique, les contacts conséquences de mécanismes microscopiques.

Le type de disruption observé dépend de plusieurs paramètres comme nature des électrodes, géométrie microscopique (valeur de β), et durée des impulsions appliquées.

Les mécanismes d'arcs sont généralement associés à des irrégularités de cathode, les mécanismes de contact sont associés à des irrégularités d'anode.
La valeur limite β_o qui sépare les arcs anodiques des arcs cathodiques est difficile à déterminer, car elle dépend de divers paramètres comme nature des matériaux... Charbonnier donne des limites voisines de 50 pour des distances inter-électrodes de l'ordre de 50 µm et des impulsions appliquées de 2 µs (Réf. 32).
On peut penser, avec Craig-Miller (Réf. 6), que pour une irrégularité de cathode donnée (β_∞ donné), la distance limite X , au-dessous de laquelle il se produit surtout des arcs anodiques, doit être voisine de la hauteur h de l'irrégularité considérée, à cause de la variation importante de β quand X est voisin de h.

Certaines disruptions (type I), différentes des deux autres types par leurs caractéristiques, peuvent être considérées comme des contacts, conséquences des effets mécaniques microscopiques.
Les temps de retard obtenus excluent une explication par l'effet mécanique macroscopique (ch. I.A.), mais sont compatibles avec les effets microscopiques, compte tenu du fait que les temps de retard théoriques de ces modèles sont des valeurs approchées par excès (voir remarques du ch. I. B1.3c).
Le rôle important de l'état de surface, qui introduit une dispersion dans les résultats, confirme l'explication par les mécanismes microscopiques.

Les tensions d'amorçage et les temps de retard lus dans les tableaux n° 1 et n° 5 sont compatibles avec les deux mécanismes microscopiques: effet d'attraction locale et effet de soulèvement.

. Les valeurs expérimentales sont compatibles avec le modèle d'attraction locale (ch I, B1) par exemple pour des électrodes acier, Molybdène et une distance de 0,31 µm, le temps de retard vaut environ 20 ns, la tension d'amorçage environ V_d = 140 V.
Pendant ces 20 ns l'onde de déformation parcourt environ 120 µm dans l'anode (Molybdène), on vérifie que la valeur de la tension obtenue V_d est comprise entre V_{min} et V_{max}, limites du modèle (relations 34 et 35), en particulier l'allongement subi par le matériau anodique est inférieur à

$$\frac{X_o}{L} = \frac{1}{400}$$

valeur très inférieure à l'élongation maximale du matériau.

. Le modèle de soulèvement (ch I. B2.) peut aussi expliquer les résultats obtenus, mais il suppose comme il a été dit, certaines conditions géométriques (existence d'agrégats longs et peu liés au solide massif). De plus, il est toujours associé au mécanisme précédent, le champ électrostatique devenant très important au sommet de l'agrégat soulevé.

Le processus d'attraction microscopique, pratiquement toujours présent dans les disruptions aux faibles distances peut conduire au rapprochement local des électrodes par un mécanisme irréversible, jusqu'au contact c'est-à-dire jusqu'à de très faibles distances où se font sentir d'autres phénomènes physiques comme Effet Tunnel direct...

CONCLUSION

L'étude précédente a permis de déterminer les mécanismes de disruptions à petite distance, elle pourrait être poursuivie d'une part par une analyse plus complète de l'influence de la nature et de l'état de surface de l'anode et de la cathode, d'autre part par une détermination plus précise du rôle des gaz adsorbés par les électrodes. On doit noter que ces expériences présentent de grosses difficultés expérimentales: polissage des électrodes, expériences en"coup unique" .

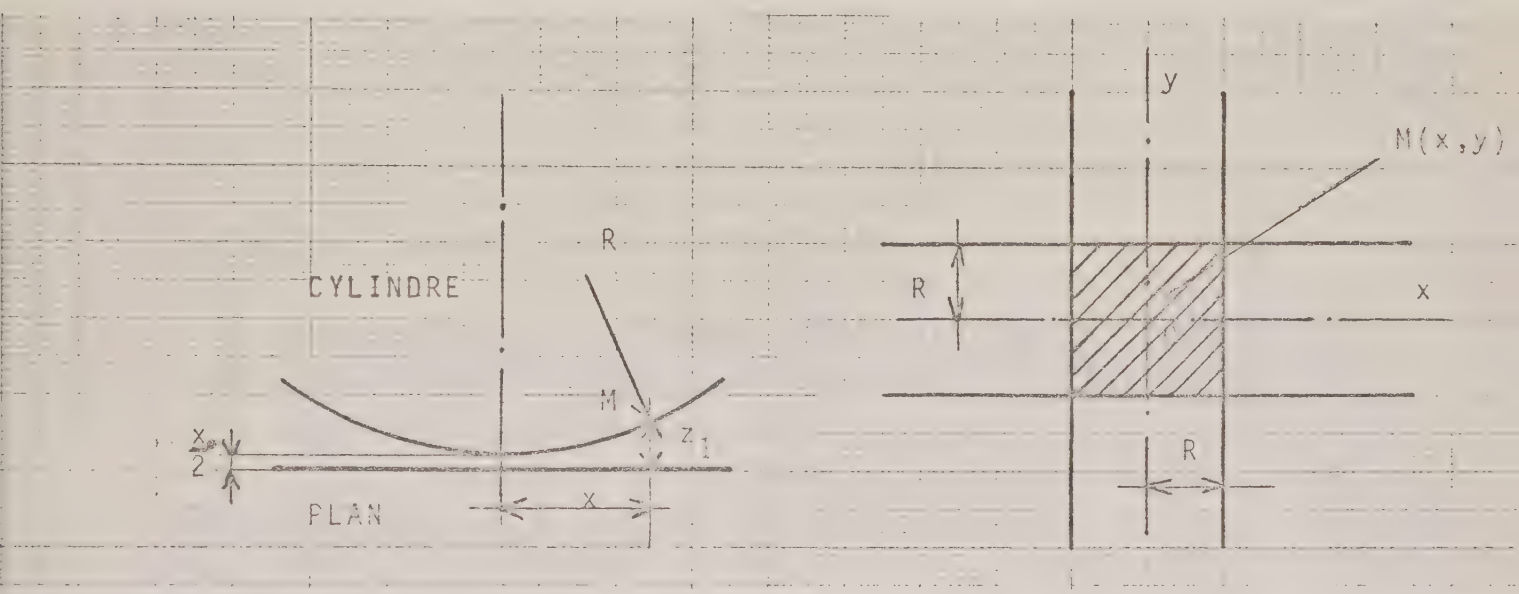
Il serait intéressant de procéder à une analyse spectrale de la lumière émise pendant les disruptions: cette analyse devrait aussi permettre de séparer les mécanismes d'arcs,des disruptions d'origine mécanique.

Enfin, il serait possible d'effectuer les expérimentations dans la chambre d'un microscope électronique, permettant ainsi l'observation directe.

Annexe I

Modèle mécanique macroscopique - géométrie cylindre-cylindre

La géométrie cylindre-cylindre a été utilisée dans les expériences. Une théorie analogue à celle du chapitre I.A. est possible pour ce système d'électrodes - dans la pratique ce sont des fils de diamètre 0,25 mm. Les deux cylindres croisés, à axes perpendiculaires, étant très proches l'un de l'autre, le calcul de la force électrostatique peut s'effectuer au premier ordre.



approximations: . seule la partie hachurée de la figure est prise en compte pour le calcul de la force, les autres parties des fils étant trop éloignées pour exercer des forces notables

. le calcul est effectué au 1^{er} ordre ($x_o << R$)

. le champ est pris égal à $\frac{V}{z}$ (V constant)

Avec les notations des figures, on peut écrire:

distance d'un point du premier cylindre au plan médian:

$$z_1 = \frac{x_o}{2} + R - \sqrt{R^2 - x^2}$$

distance d'un point du deux!ème cylindre au plan médian:

$$z_2 = \frac{x_o}{2} + R - \sqrt{R^2 - y^2}$$

au premier ordre, puisque $x_o << R$

$$z_1 = \frac{x_o}{2} + \frac{x^2}{2R} \qquad z_2 = \frac{x_o}{2} + \frac{y^2}{2R}$$

donc les points M(x,y) de chaque cylindre sont distants de:

$$z = x_o + \frac{x^2}{2R} + \frac{y^2}{2R} \qquad \text{au premier ordre}$$

En restant dans la zone hachurée, c'est-à-dire au voisinage de O, zone de fort champ, on peut introduire le rayon r tel que $x^2 + y^2 = r^2$

alors $$z = x_o + \frac{r^2}{2R}$$

et puisque le champ $E = \frac{V}{z}$, le calcul de la force est analogue à celui du cas sphère-plan.

Si l'on se fixe $r = R$ comme borne supérieure d'intégration, on obtient alors la même expression pour la force électrique. On peut aussi se fixer une borne r_{max} délimitant la zone de fort champ (champ supérieur à 1% de sa valeur en O), le résultat garde cependant le même ordre de grandeur.

Annexe II

Compléments sur l'élasticité des solides

Déformations élastiques et permanentes

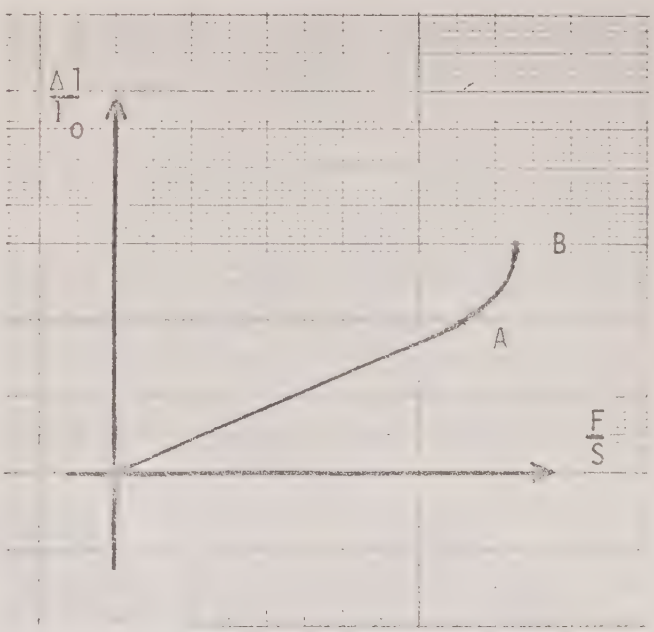
L'expérience prouve que les déformations, suffisamment petites, produites sur un corps solide par une force extérieure F, s'annullent si cette force cesse d'agir. Les déformations sont, alors, dites:
élastiques. Si la force appliquée est trop importante, la déformation produite est alors permanente , et subsiste à l'annulation de F. La limite entre les deux domaines, ou limite d'élasticité, est de définition plus ou moins arbitraire.

Module d'Young

Dans le cas simple d'un effort de traction, ou de compression, appliqué à un solide, dans le domaine élastique, on constate que la déformation obtenue est proportionnelle à la contrainte qui l'a produite (loi de Hooke): c'est en fait une approximation au 1er ordre. La constante de proportionnalité est le module d'Young caractéristique du matériau (E).

$$\frac{dl}{l} = \frac{1}{E}\, d\left[\frac{F}{S}\right]$$

$\frac{dl}{l}$ allongement relatif (déformation)
E module d'Young
S section du solide



Coefficient de Poisson.

Dans la pratique, la déformation longitudinale d'une barre s'accompagne d'une déformation latérale. Si D_o est la dimension transversale initiale, la contraction par unité de longueur est $-\frac{\Delta D}{D_o}$ et la section contractée, est au premier ordre:

$S_o(1 + 2\frac{\Delta D}{D_o})$

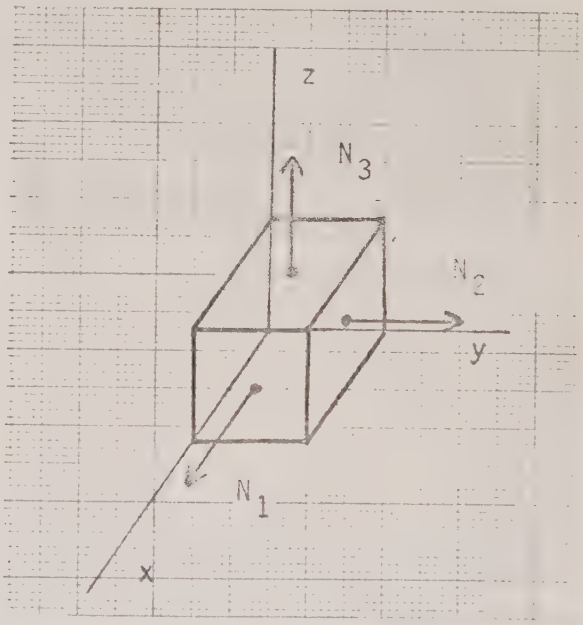
Si les déformations sont élastiques, la contraction latérale est proportionnelle à l'allongement: coefficient de Poisson σ

$$\text{d'où} \qquad \frac{dD}{D} = -\sigma \frac{dl}{l} \qquad\qquad \sigma > 0$$

Déformation d'un corps solide homogène et isotrope - Coefficient de Lamé.

Soit un parallélogramme soumis à des efforts tenseurs normaux à ses faces
N_1, N_2, N_3 par unité de surface.
Les allongements, par unité de longueur, parallèles aux axes sont a_1, a_2, a_3.
L'allongement a_1 résulte de:

- l'action de N_1 $\quad \frac{N_1}{E}$
- la contraction due à N_2 et N_3 $\quad \frac{\sigma}{E}(N_2 + N_3)$



$$\text{d'où} \qquad a_1 = \frac{1}{E}\left[N_1 - \sigma(N_2 + N_3)\right]$$

La dilatation cubique - variation de l'unité de volume - est $\theta = a_1 + a_2 + a_3$

On pose: $\qquad 2\mu = \frac{E}{1+\sigma} \qquad\qquad \lambda = \frac{E}{1-2\sigma} \cdot \frac{\sigma}{1+\sigma}$

λ et μ sont les coefficients de Lamé.

alors $N_i = \lambda\theta + 2\mu a_i$ $\qquad\qquad$ $\sum_{i=1}^{3} N_i = (3\lambda+2\mu)\theta$

Ce sont les relations fondamentales de l'élasticité des solides homogènes et isotropes . (déformations élastiques)
Une théorie mathématique plus complexe conduit au même résultat ainsi qu'aux équations de l'équilibre du solide homogène (Réf.7).

Valeurs numériques des coefficients d'élasticité .

	$Ex10^{-10}$ N/m^2	$\mu x10^{-10}$ N/m^2	σ	limite élast. $x10^{-7}$	charge de rupture $x10^{-7}$	élong. max. %	ρ kg/m^3
acier	17-29	7,7-9,8	0,30	22-80	50-150	20-40	7870
Al_{pur}	6,9	2,4-3,4	0,33	1,2	4,5	48	2700
Mo_{pur}	33	-	-	-	69	-	10200
Ti_{pur}	12	-	-	36-40	45-54	25	4500
Cu_{pur}	12,7	-	0,36	34	35	14	8960
Cu +0,002Fe	12,7	-	-	3,5	21	60	8960

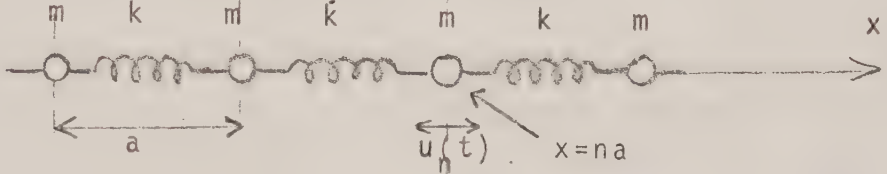
. Les grandeurs: limite élastique, charge de rupture (en N/m^2) et élongation maximale en %, sont souvent assez mal définies.
. Toutes les grandeurs relatives à l'élasticité sont fortement dépendantes de la pureté chimique et du traitement subi par les métaux.
. On donne de plus les masses volumiques en Kg/m^3

Annexe III

Vibrations cristallines à 1 dimension-Analogies des chaînes d'atomes

- La propagation d'une déformation longitudinale dans un milieu s'interprête facilement grâce à l'analogie des chaînes d'atomes et, est ainsi reliée, à la théorie des vibrations d'un réseau.

- Le solide idéalisé, est supposé formé de chaînes parallèles de masses et ressorts alternés, non couplées entre elles.
Il y a ν chaînes par unité de surface.



pour un solide de section S=1, de longueur l, la masse est $\nu \frac{l}{a} m$
et la densité $\rho = \frac{\nu m}{a}$
on sait que :

$\frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{E}\frac{F}{S}$ et, la force F de réaction du solide est
$F = \nu.k$.(allongement d'un ressort) $= \nu\, k \frac{\Delta l}{l} a$
d'où la valeur du module d'Young $E = ka\nu$

- L'équation de propagation d'un ébranlement longitudinal est, dans le milieu supposé continu:

$$\frac{\partial^2 u(xt)}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0$$

- La vitesse de propagation est $c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$

- Soit $u_n(t)$ un échantillonnage en x de pas na de la fonction continue u(x,t)
Avec une approximation au premier ordre (accroissements finis) puisque u(x,t) est continue:

avec les dérivés par rapport à x:

$$u'_{n+1/2} = \frac{u_{n+1}-u_n}{a} \qquad u'_{n-1/2} = \frac{u_n-u_{n-1}}{a}$$

donc $$u''_n = \frac{u'_{n+1/2}- u'_{n-1/2}}{a} = \frac{u_{n+1}+ u_{n-1}- 2u_n}{a^2}$$

alors l'équation de propagation dans le milieu continu s'écrit:

$$\frac{u_{n+1}+ u_{n-1}- 2u_n}{a^2} - \frac{\nu m}{a}\,\frac{1}{ka\nu}\,\frac{d^2u_n}{dt^2} = 0$$

c'est-à-dire $$k(u_{n+1}+ u_{n-1}- 2u_n) = m\,\frac{d^2u_n}{dt^2} \qquad (*)$$

C'est l'équation de la dynamique appliquée au mouvement de la masse m d'abscisse $x = na + u_n(t)$ de la chaîne d'atomes.

Cette dernière équation (*) est donc l'équation de propagation d'un ébranlement longitudinal à l'échelle du réseau atomique.

En cherchant une solution périodique du type $u_n=u_o\exp(-i\omega t+iKna)$ on obtient la relation de dispersion:

$$\omega(K) = 2\sqrt{\frac{k}{m}}\,\left|\sin\frac{Ka}{2}\right| \qquad K \text{ vecteur d'onde}$$

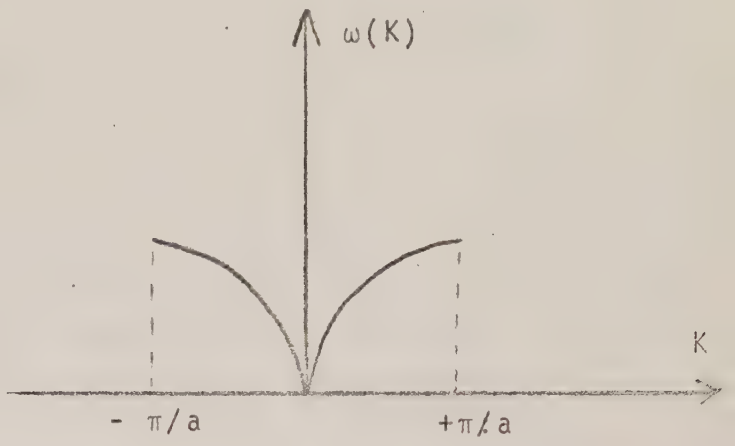
Compte tenu de la périodicité sur N atomes (Born von Karman)

$$u_1 = u_{N+1} \qquad \text{d'où} \quad K = \frac{2\pi}{Na}p \qquad p \text{ entier}$$

La valeur de K est donc quantifiée, la représentation de $\omega(K)$ suppose l'approximation continue, ce qui est justifié par le fait que N est grand.

La relation de dispersion $\omega(K)$ est représentée dans la 1ère zone de Brillouin :

$$K \in \left[-\frac{\pi}{a}, +\frac{\pi}{a} \right]$$



Pour $Ka << 1$

$$\omega(K) \sim \sqrt{\frac{k}{m}}\, Ka$$

$$\omega(K) \sim cK$$

c est la vitesse du son dans le milieu continu.

Donc la théorie des milieux continus est identique à celle relative à l'échelle atomique pour les petites valeurs de K: c'est-à-dire quand a est négligeable devant la longueur d'onde; en pratique l'approximation reste bonne jusqu'à environ 10^{14} Hz.

BIBLIOGRAPHIE

1. WILLIAMS - WILLIAMS - 1974 - J. Appl. Phys. 7, 1173-83
2. ROCARD - Vibrations - Ed. Masson.
3. YOUNG - WARD - SCIRE - 1971 - Phys.Rev. Let. 27, 14, 922-4
4. CHARBONNIER - BENETTE - SWANSON - 1967 -J. Appl. Phys.38,2,627-633
5. ROHRBACH - 1971 - Rapp. CERN -Thèse - CERN 71-28
6. CRAIG-MILLER - 1967 - J. Appl. Phys. 38, 11, 4501-04.
7. BECQUEREL - 1926 - Elasticité, Acoustique - Ed. Hermann.
8. NEY - Analogies et Modèles - Cours E.S.E.
9. DURAND - Electrostatique - Ed. Masson.
10. CHARBONNIER - MARTIN - 1961 - J. Appl. Phys. 33, 1897-8
11. MESYATS - BOUGAEV - PROSKOUROVSKY - 1968 - Cong.Déch.Vide 212-22
12. RAVARY - GOLDMAN - 1972 - V Int. Symposium Poznan, 217-220
13. GOLDMAN - HAUG - RAVARY - 1974 - VI Int.Symp. Swansea, 155-60
14. BOYLE - KISLIUK - GERMER - 1955 - J. Appl. Phys.26,6, 720-5
15. CRANBERG - 1952 - J. Appl. Phys. 23, 518-22
16. BOULLOUD - 1962 - Le vide n° 99, 240-3
17. BOULLOUD - 1968 - Cong. Déch. Vide, 77-94
18. MENON - SRIVASTAVA - 1974 - VI Int.Symp. Swansea, 3-10
19. CHATTERTON - 1974 - Inv. pap. VI Int. Symp. Swansea, 71-78
20. FOWLER - NORDHEIM - 1928 - Proc. Roy. Soc. A 119-173
21. MURPHY - GOOD - 1956 - Phys. Rev. 102, n°6,1464

22. DRECHSLER-BERMOND-PRULHIERE -1969- C.R.Acad.Sc.Paris 269,B 1267

23. DRECHSLER - 1971 - R.G.E. Tome 80, 7/8, 568-70

24. DYKE - TROLAN - 1953 - Phys. Rev. 89, 799

25. MITTERAUER - TILL - 1974 - VI Int. Symposium Swansea, 95-100

26. ALPERT - LEE - TOMASCHKE - LYMAN - 1964 - J. Vac.Sc.Tech. 1,35

27. KISLIUK - 1954 - J. Appl. Phys. 25, 7, 897-900

28. BOYLE - GERMER - 1955 - J. Appl. Phys. 26, 5, 571-4

29. GERMER - BOYLE - 1956 - J. Appl. Phys. 27, 1, 32-39

30. HARTMANN - 1970 - IX Int. Cong. High Speed Photography

31. DE LA BARRE - 1974 - L'onde Electrique - 54, 10, 505-13

32. BENETTE - SWANSON - CHARBONNIER - 1967 - J.Appl.Phys. 38,2,634-40

33. CHATTERTON - 1966 - Proc. Phys. Soc. 88, 231-245

34. GERMER - 1959 - J. Appl. Phys. 30,1, 46-51